www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

9e JAARGANG No. 2, blz. 33-64 FEBRUARI 1947

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN NIEUW ELECTRONENMICROSCOOP MET CONTINU REGELBARE VERGROOTING

door J. B. LE POOLE. 621.385.833

In dit tijdschrift zullen eenige artikelen worden geplaatst die betrekking hebben op electronenmicroscopen. In dit eerste artikel van deze serie worden eenige eigenschappen van lichtmicroscopen in herinnering gebracht. Het golfkarakter van het licht stelt een grens aan het scheidend vermogen. De kleinste afstand tusschen twee nog waarneembare details bedraagt bij de beste lichtmicroscopen 1000 ångström. Een belangrijke verbetering van het scheidend vermogen krijgt men door in plaats van licht electronenstralen te gebruiken. Eerst wordt het principe van het electronenmicroscoop uiteengezet, waarbij in het bijzonder de focusseering van electronenstralen door magnetische lenzen besproken wordt. Vervolgens wordt een beschrijving gegeven van een nieuw electronenmicroscoop, dat bij het Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft in gebruik is. De voordeelen van de nieuwe constructie boven vroegere uitvoeringen worden daarbij in het licht gesteld. Het scheidend vermogen bedraagt ca 25 Å en de vergrooting is continu regelbaar van 1000 × tot 80 000 ×. Bij dit instrument is het ook mogelijk een electronendiffractiediagram te maken van een onderdeel van het preparaat, dat eerst electronenoptisch bestudeerd is, hetgeen het voordeel biedt van een gemakkelijkere identificatie van de stoffen, die men onderzoekt. Tenslotte worden eenige toepassingen van electronenmicroscopen gememoreerd.

Over microscopen, waarbij men gebruik maakt van electronenstralen, zijn de laatste jaren in verschillende landen onderzoekingen verricht. Ook in Nederland is dat het geval geweest, voornamelijk aan de Technische Hoogeschool te Delft en in het Philips Laboratorium te Eindhoven. Het is de bedoeling in dit tijdschrift eenige artikelen aan dit onderwerp te wijden. In dit eerste artikel wordt een beschrijving gegeven van het electronenmicroscoop, dat door den schrijver geconstrueerd is voor het onder zijn leiding staande Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft. Dit instrument werd in 1944 voltooid en heeft toen een maand gewerkt. Daarna werd het gedemonteerd en werden de onderdeelen verborgen om wegvoering te voorkomen. Direct na de bevrijding werd het instrument weer opgebouwd en opnieuw in gebruik genomen.

Als inleiding tot de beschrijving van het nieuwe microscoop willen we eerst ter vergelijking enkele eigenschappen van het lichtmicroscoop memoreeren en de algemeene grondslagen, waarop de werking van het electronenmicroscoop berust, in het kort behandelen.

Het lichtmicroscoop

Het is algemeen bekend, dat een lichtmicroscoop een condensorlens bevat, die een lichtbundel op het object concentreert, verder een objectief, dat een vergroot tusschenbeeld van het voorwerp vormt, en een oculair, waarmede men dit beeld waarneemt. De totale vergrooting wordt gevonden door de vergrooting van het objectief met die van het oculair te vermenigvuldigen.

Men ziet gemakkelijk in, dat het golfkarakter van het licht een grens stelt aan het scheidend vermogen, dwz. aan de kleinste afstand van twee details, die juist nog gescheiden gezien kunnen worden. Wanneer een bundel lichtstralen op een object valt, dan zullen deze door de ondoordringbare gedeelten worden tegengehouden. De doorzichtige deelen laten de stralen door, die, indien op hun weg een lens geplaatst wordt, in het beeldvlak weer bij elkaar komen. Wanneer echter de opening tusschen twee ondoordringbare gedeelten van de orde van grootte van de golflengte van het gebruikte licht is, wordt het licht sterk afgebogen en aan de andere zijde van het object over een breede hoek

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verstrooid. Omdat slechts een klein gedeelte van deze bundel de lens bereikt, zal het met de opening correspondeerende gedeelte in het beeld toch donker blijven. Op deze wijze laat zich verstaan, dat de grens van het scheidend vermogen van een lichtmicroscoop van dezelfde orde van grootte is als de golflengte van het gebruikte licht. En de golflengte van het zichtbare licht is, zooals men weet, gelegen tusschen 0,8 μ en 0,4 μ.

Nauwkeuriger is dit onderwerp behandeld in de theorie van Abbe voor het lichtmicroscoop. Uit deze theorie volgt, dat het scheidend vermogen

$$d_{\min} = \lambda/2A,$$

waarin λ = de golflengte van het gebruikte licht en A = de numerieke apertuur van het objectief. Deze laatste grootheid is gelijk aan $n \sin u$, waarbij n = de brekingsindex van het medium, waarin het object ligt, voor het gebruikte licht en u = de halve hoekapertuur van de objectieflens.

Om dit te bewijzen gaan we eerst na, hoe door een objectieflens een beeld gevormd wordt van een roosterstructuur S, waar een evenwijdige lichtbundel loodrecht op valt (*fig. 1*). Door het object zullen in een aantal richtingen buigingsbundels worden verstrooid. Een deel van deze bundels wordt door het objectief opgevangen en geeft aanleiding tot het ontstaan van een aantal buigingsbeelden (bij gebruik van wit licht: buigingsspectra) in het brandvlak van het objectief. Abbe noemt dit de primaire beelden. Volgens de golftheorie moet men deze primaire beelden P opvatten als nieuwe lichtbronnen, waarvan de golven uitgaan, die in het beeldvlak een interferentiebeeld doen ontstaan. Dit interferentiebeeld is het beeld, dat wij met het oculair van het microscoop waarnemen.

Men kan er zich rekenschap van geven, welke buigingsbundels de primaire beelden vormen. Laten we de hoek, welke een bundel, die van het rooster uitgaat, met de hoofdas maakt, φ noemen. Volgens de golftheorie wordt nu een groot deel van het licht afgebogen in zeer bepaalde richtingen φ_k ($k = 1, 2, 3, \ldots\ldots$), die bepaald worden door de betrekking

$$\sin \varphi_k = \frac{k\lambda}{ny} \quad (k = 1, 2, 3, \ldots\ldots),$$

waarin y = de lijnafstand van het rooster (de zg. roosterconstante). De eerste buigingsbundels aan weerszijden van

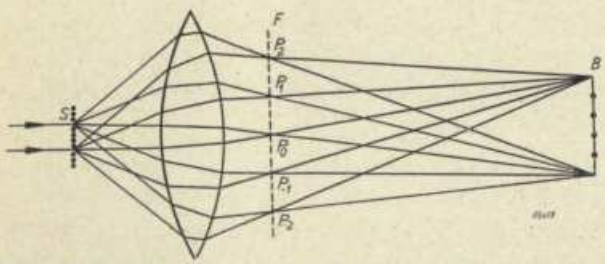

Fig. 1. Afbeelding van een roosterstructuur S door een objectieflens. De afgebogen bundels convergeeren in het brandvlak F van het objectief tot primaire buigingsbeelden P_0, P_1, P_{-1}, P_2, P_{-2}, enz. Het beeld B ontstaat door interferentie van de lichtbundels, die afkomstig zijn van de primaire beelden.

de hoofdas hebben dus de richting φ_1, waarvoor geldt $\sin \varphi_1 = \lambda/ny$.

Abbe heeft bewezen, dat alleen dan een volkomen zuivere afbeelding van het object ontstaat, indien alle buigingsbundels, die van het object uitgaan, aan de beeldvorming medewerken. Bij een microscoop is dit niet te verwezenlijken. Men krijgt echter ook nog een zeer goed beeld, wanneer een kleiner aantal bundels samenwerken.

Bij loodrechte belichting zullen in verband met de symmetrische opstelling behalve de centrale bundel minstens twee andere, dus totaal minstens drie bundels aan de beeldvorming moeten medewerken (*fig. 2a*). Daartoe moet de halve hoekapertuur u minstens gelijk zijn aan de hoek φ_1. Dit wil zeggen, dat $\sin u \geqq \lambda/ny$ of $y \geqq \lambda/(n \sin u) = \lambda/A$ moet zijn.

Deze redeneering maakt aannemelijk, dat bij loodrechte belichting slechts die structuren door een microscoopobjectief met de numerieke apertuur A gescheiden kunnen worden waarvan de afstand y der onderdeelen minstens $= \lambda/A$ is.

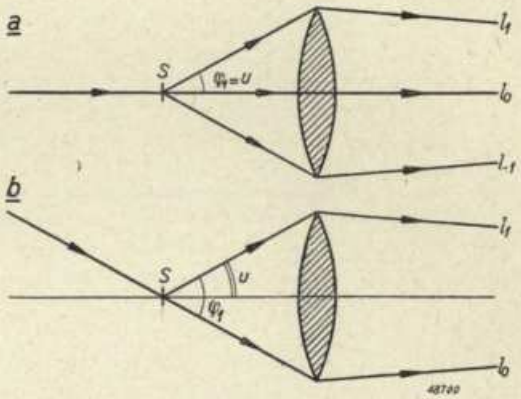

Fig. 2. De vorming van primaire beelden bij een lens.
a) Bij loodrechte belichting moet de apertuur $2u$ van het objectief minstens gelijk zijn aan $2\varphi_1$ om de structuur van het rooster S te scheiden.
b) Bij scheeve belichting kan nog een beeld gevormd worden, indien de apertuur gelijk is aan φ_1.
Hierbij is $\sin \varphi_1 = \lambda/ny$, waarin λ = de golflengte van het gebruikte licht, n = de brekingsindex van het medium en y = de roosterconstante. De centrale bundel, die het primaire beeld P_0 (fig. 1) doet ontstaan, is met l_0 aangeduid; l_1 en l_{-1} zijn de bundels, die de primaire beelden P_1 en P_{-1} vormen.

Toch kan men met hetzelfde objectief nog verder komen. Men krijgt ook nog een indruk van de roosterstructuur, indien slechts twee naburige bundels samenwerken, dus bijv. de „centrale" en een der beide eerste buigingsbundels. Dit is te verwezenlijken door het licht zoodanig scheef op het object te laten vallen, dat het juist aan de rand van het objectief de microscooptubus binnentreedt (fig. 2*b*). De hoek φ_1 mag nu tweemaal zoo groot zijn als in het zooeven besproken geval. Dat beteekent, dat in dit geval een tweemaal zoo fijne roosterstructuur nog waargenomen kan worden. Bij scheeve belichting wordt derhalve de grens van het scheidend vermogen in één bepaalde richting gegeven door $y = \lambda/2A$.

Wanneer men een condensor gebruikt, krijgt men niet een éénzijdig, maar een alzijdig scheeve belichting. Mits de apertuur van de condensor niet kleiner is dan die van het objectief, geldt dan algemeen

$$d_{\min} = \lambda/2A.$$

Voor een lichtmicroscoop met olie-immersie is A voor $u = 90°$ maximaal 1,5, zoodat men onder de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gunstigste omstandigheden vindt $d_{min} = \lambda/3$. Voor een dergelijk microscoop is het scheidend vermogen dus ongeveer 0,2 μ.

De vergrooting, die men moet gebruiken om een voorwerp van deze minimale afmeting duidelijk te zien, hangt samen met het scheidend vermogen van het menschelijk oog. Wanneer dit — zooals meestal wordt aangenomen — 0,1 mm is, dan zou men met een vergrooting van 500 kunnen volstaan. Men zal er echter de voorkeur aan geven sterkere vergrootingen te gebruiken dan strikt noodzakelijk is, teneinde het oog niet te zeer te vermoeien en ieder detail gemakkelijk zichtbaar te maken. Gewoonlijk gaat men tot een vergrooting 1000× of 1500×. Sterkere vergrootingen hebben bij een lichtmicroscoop in het algemeen geen zin.

De eenige manier om het scheidend vermogen, wanneer de numerieke apertuur maximaal is, verder te verbeteren, is het gebruik van een lichtsoort met kortere golflengte. Hierop berust het gebruik van microscopen voor ultraviolet licht. Daar glas geen ultraviolette stralen doorlaat, moeten deze instrumenten van kwartslenzen voorzien zijn. Op deze wijze wordt het scheidend vermogen met een factor 2 verbeterd.

Voor de afstand van twee details, die juist nog gescheiden kunnen worden gezien, vindt men dan als grens 0,1 μ of 1000 ångström. Bij vele moderne onderzoekingen heeft men echter behoefte aan een instrument met nog sterker scheidend vermogen.

Principe van het electronenmicroscoop

Een belangrijke verbetering van het scheidend vermogen wordt verkregen door in plaats van licht electronenstralen te gebruiken.

In 1924 heeft Louis de Broglie uitgesproken, dat aan bewegende electronen een golfkarakter moet worden toegekend. Experimenteel werd dit kort daarna bevestigd door interferentieproeven van de Amerikaansche onderzoekers Davisson en Germer. De golflengte van het electron is afhankelijk van zijn snelheid. Hoe grooter de snelheid is, des te kleiner is de golflengte. Volgens de Broglie wordt het golfkarakter van een electron gekarakteriseerd door

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

waarin h de constante van Planck, m de massa en v de snelheid van het electron is.

Doorloopt een electron met de lading e een potentiaalverschil V, dan is zijn kinetische energie

$$^1/_2\, mv^2 = eV,$$

waaruit volgt

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad \text{en} \quad \lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2meV}}.$$

Wanneer wij hierin de bekende waarden substitueeren:

$h = 6{,}6 \times 10^{-27}$; $m = 9{,}1 \times 10^{-28}$; $e = 4{,}8 \times 10^{-10}$,

komt er, indien we V in volts uitdrukken:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} \cdot 10^{-8}\ \text{cm} = \frac{12{,}3}{\sqrt{V}}\ \text{Å} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Met electronen welke een energie van 150 kV hebben, correspondeeren derhalve materiegolven van ca 0,03 Å $= 3 \cdot 10^{-10}$ cm, dus met een golflengte van de orde van grootte van die van harde röntgenstralen.

Aangezien men dus met electronenstralen tot golflengten komt, die bijv. 100 000 maal kleiner zijn dan die van het licht, gebruikt voor de ultravioletmicroscopie, is theoretisch een vooruitgang met eenzelfde factor in het scheidend vermogen mogelijk, als men een object met electronenstralen afbeeldt. Daarmee is natuurlijk nog niet gezegd, dat dit ook practisch tot de mogelijkheden behoort. In de eerste plaats is hiervoor noodig, dat men met de electronenstralen inderdaad een afbeelding kan bewerkstelligen, in de tweede plaats hangt het, indien men dit kan, nog van de kwaliteit der voor de afbeelding te gebruiken „lenzen" af, welk scheidend vermogen men zal bereiken. Bij röntgenstralen, die ook de genoemde zeer korte golflengten hebben en daardoor theoretisch een hoog scheidend vermogen beloven, is reeds aan de eerste voorwaarde niet voldaan: ons is geen medium bekend, dat voor röntgenstralen een brekingsindex heeft, noemenswaardig grooter dan 1, en we kunnen dus geen „röntgenlenzen" maken. Electronenstralen daarentegen kunnen gebroken en gefocusseerd worden met behulp van magnetische of electrostatische velden en zoodoende kan een afbeelding worden verkregen. Men heeft de terminologie van het lichtmicroscoop overgenomen en men spreekt van magnetische resp. electrostatische lenzen. De onvermijdelijke fouten van deze lenzen maken, zooals nadere theoretische beschouwingen aantoonen, dat men met het scheidend vermogen lang niet kan komen tot de grens, die men op grond van de golflengte zou verwachten. Men zal bij een versnellingsspanning van 150 kV niet verder kunnen komen dan tot 5 Å. In de practijk heeft men thans bij deze spanning reeds een scheidend vermogen van 15 à 30 Å bereikt.

Een magnetische electronenlens is een korte

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spoel, die dus een inhomogeen magnetisch veld met omwentelingssymmetrie geeft. Een electrostatische lens is meestal de een of andere combinatie van electroden, die een electrostatisch inhomogeen veld, eveneens met omwentelingssymmetrie, levert. In beide gevallen heeft het veld dikwijls bovendien een symmetrievlak loodrecht op de symmetrie-as.

Ook begrippen als voorwerpsafstand a en beeldafstand b, brandpuntsafstand f en sterkte $1/f$ van een lens worden in de electronenoptica op dezelfde wijze gedefinieerd als in de leer van het licht. Het verband tusschen a, b en f wordt ook hier gegeven door

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Men spreekt ook van dunne lenzen en bedoelt daarmede lenzen, die zoo geconstrueerd zijn, dat de „dikte" van het gebied, waarbinnen de invloed op de baan van een bewegend electron niet verwaarloosd kan worden, klein is in vergelijking met de voorwerps- en beeldafstanden.

Voor de sterkte van een dunne lens geldt in het electrostatisch geval:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{8\sqrt{V_0}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\sqrt{V^3}}\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x}\right)^2\mathrm{d}x \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

en in het magnetisch geval:

$$\frac{1}{f}=\frac{e}{8mV_0}\int_{-\infty}^{+\infty}H^2\,\mathrm{d}x, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarbij de x-as de symmetrie-as is, V_0 de versnellende potentiaal, V de electrostatische potentiaal op de as en H het magnetisch veld op de as.

De vergrooting is in beide gevallen gegeven door b/a.

Dat het mogelijk is electronenstralen te focusseeren, is, vooral in het magnetische geval, waarin de op het electron werkende kracht van zijn snelheid afhangt, geenszins vanzelfsprekend. Wij zullen voor de magnetische lens hieronder voor een bijzonder geval — nl. voor electronen, die van een punt van de as uitgaan en banen in de nabijheid van de as doorloopen (paraxiale stralen) — het bewijs laten volgen [1]).

We willen aantoonen, dat alle electronen, die afkomstig zijn van een punt P_1 op de as vóór de spoel gelegen, en wier banen een kleine hoek α met de as maken, aan de andere zijde van de lens in een punt P_2 van de as weer bij elkaar komen. In *fig. 3* is de baan van een dezer electronen door het veld van de lens schematisch voorgesteld. Wij noemen zijn afstand tot de as r en zijn snelheid v. De kleine radieele snelheid van het electron bedraagt dan aanvankelijk $v\alpha$. De afstanden van P_1 en P_2 tot het midden van de lens zijn resp. a en b. Uit het feit, dat we ons beperken tot paraxiale stralen, volgt ook, dat de maximale afstand r_0 tot de as zoo klein is, dat op deze afstand r_0 van de as de axiale component H van het magnetische veld practisch even groot is als op de as.

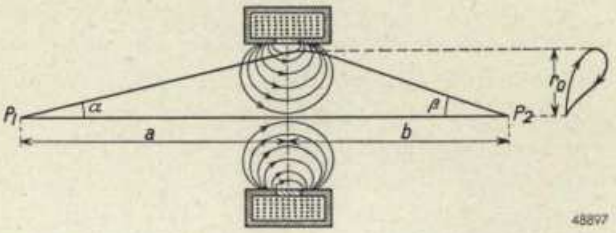

Fig. 3. Schematische voorstelling van de baan van een electron in een dunne magnetische lens: projectie op een vlak door de symmetrie-as (links) en projectie op een vlak loodrecht op deze as (rechts). De geteekende krachtlijnen karakteriseeren het magnetische veld van de lens. Het electron verlaat de as in P_1 en bereikt deze weer in P_2. De afstand van P_1 en van P_2 tot het middenvlak van de lens is resp. a en b, de hoek, die de straal in P_1 en in P_2 met de as maakt, is resp. α en β. Het electron verwijdert zich maximaal een afstand r_0 van de as.

Zoodra het electron binnen het magnetisch veld komt, wordt het zijdelings afgebogen. Het zal zich dan bewegen volgens een schroeflijn om de as met een langzaam veranderende straal. De verandering van de straal, die neerkomt op een beweging van het electron naar de as toe, wordt veroorzaakt door een kracht, die het gevolg is van het axiale magnetische veld en de hoeksnelheid ten opzichte van de as.

Deze hoeksnelheid $\dot{\varphi}$ laat zich op de volgende manier berekenen. De verandering per tijdseenheid van het impulsmoment van het electron ten opzichte van de as is gelijk aan het moment van de Lorentzkracht ten opzichte van de as. Dus

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}m\,r^2\,\dot{\varphi}=r\,(e\,v_r\,H-e\,v\,H_r), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

waarin v_r de radieele snelheid en H_r het radieele magnetische veld voorstelt (in de richting van de as af positief gerekend). Hierbij is $v\cos\alpha$ door v vervangen.

Aan de hand van *fig. 4* gaan we deze H_r berekenen. Daarin stellen A_1B_1 en A_2B_2 twee cirkelvormige doorsneden met de straal r voor, die in de punten x_1 en x_2 loodrecht op de as van de spoel aangebracht zijn. De axiale component van de veldsterkte in x_1 en x_2 noemen we resp. H_1 en H_2. Het aantal magnetische krachtlijnen, dat wel door de doorsnede A_2B_2, maar niet door A_1B_1 gaat, is $\pi r^2\,(H_2-H_1)$. Dit is het aantal krachtlijnen, dat de cylindermantel met de oppervlakte

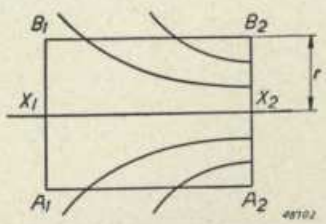

Fig. 4. De magnetische krachtlijnen in een kleine cylinder, waarvan de as samenvalt met de symmetrie-as van de magnetische lens. De cylinder met straal r is in doorsnede geteekend. A_1B_1 en A_2B_2 stellen twee cirkelvormige doorsneden van de cylinder voor, die in de punten x_1 en x_2 loodrecht op de as zijn aangebracht. De axiale component van de veldsterkte is in x_1 en x_2 resp. H_1 en H_2.

[1]) Een soortgelijk bewijs vindt men ook bij A. Bouwers, Physica 4, 200, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$2\pi r\,(x_2-x_1)$ snijdt. De gemiddelde waarde van de radieele magnetische kracht is derhalve $H_r = r\,(H_2-H_1)/2(x_2-x_1)$, waaruit men overgaande op een oneindig kleine afstand vindt:

$$H_r = -\frac{r}{2}\cdot\frac{dH}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Bovenstaande bewegingsvergelijking (5) wordt dus:

$$\frac{d}{dt}r^2\dot{\varphi} = \frac{e}{m}\left(r\frac{dr}{dt}H + \frac{r^2}{2}\frac{dH}{dx}\frac{dx}{dt}\right).$$

De in het tweede lid tusschen haakjes staande uitdrukking is niets anders dan het differentiaalquotient van het product $^1/_2\,r^2\,H$ naar de tijd, zoodat er komt:

$$\frac{d}{dt}r^2\dot{\varphi} = \frac{e}{m}\frac{d}{dt}\,{}^1/_2\,r^2\,H.$$

Hieruit volgt:

$$\dot{\varphi} = \frac{e}{2m}H \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

We zien dus, dat de hoeksnelheid van het electron evenredig is met het axiale magnetische veld. Deze wordt derhalve nul zoodra het veld van de spoel doorloopen is. Het electron kan de as niet voorbijschieten. Het beweegt zich achter de spoel in een vlak, dat door de as gaat en moet dan, wanneer het veld van de spoel sterk genoeg geweest is, door zijn binnenwaartsche snelheid de as snijden.

Om de binnenwaartsche versnelling van het electron te vinden moeten we er op letten, dat een middelpuntzoekende kracht $m\dot{\varphi}^2 r$ noodig zou zijn om het electron op een constante afstand r van de as te houden. Maar het axiale magnetische veld en de zijdelingsche snelheid veroorzaken samen een binnenwaarts gerichte Lorentzkracht:

$$-K_r = e\,\dot{\varphi}\,r\,H.$$

De resulteerende versnelling is derhalve:

$$\ddot{r} = K_r/m + \dot{\varphi}^2 r,$$

of, volgens (7):

$$\ddot{r} = -\frac{e^2 r}{4m^2}H^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Voor het geval van een dunne lens, waarbij het veld dus slechts over een korte afstand werkzaam is, mag men r als constant $= r_0$ beschouwen. Dan kan men vergelijking (8) gemakkelijk integreeren. Door $dt = dx/v$ te stellen — wat geoorloofd is, omdat we ons tot stralen in de nabijheid van de as beperken — vinden we:

$$\dot{r} = \frac{v\,r_0}{a} - \frac{e^2 r_0}{4m^2 v}\int_{-\infty}^{+\infty} H^2\,dx \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Tengevolge van deze snelheid zal het electron de as na de tijd $\tau = r_0/\dot{r}$ bereiken. Daar uit formule (9) blijkt, dat deze tijd voor alle electronen, die afkomstig zijn van een punt P_1 op de as, dezelfde is, worden zij inderdaad in eenzelfde punt P_2 gefocusseerd, waarmede het bewijs geleverd is.

Voor een dunne lens kan men nu gemakkelijk formule (4) en (2) bewijzen. Evenals vóór de intrede in het magneetveld, dus tusschen P_1 en de lens, het electron de radieele snelheid $\dot{r} = vr_0/a$ heeft, zal het na het verlaten van het magneetveld, dus tusschen de lens en P_2, de radieele snelheid

$$\dot{r} = -\frac{vr_0}{b}$$

hebben. Immers, b is de beeldafstand, dus de afstand tusschen P_2 en de lens. Substitueert men dit in (9), dan vindt men

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b} = \frac{e^2}{4m^2v^2}\int_{-\infty}^{+\infty} H^2\,dx,$$

hetgeen overeenstemt met (2), indien men voor $1/f$ de uitdrukking (4) substitueert en nog rekening houdt met $^1/_2\,mv^2 = eV_0$.

Om sterke magnetische lenzen te krijgen is men er reeds spoedig toe overgegaan de draadspoel, met uitzondering van een smalle ringvormige spleet aan de binnenzijde, geheel door een ijzeren mantel te omgeven. *Fig. 5a* geeft daar een schematische

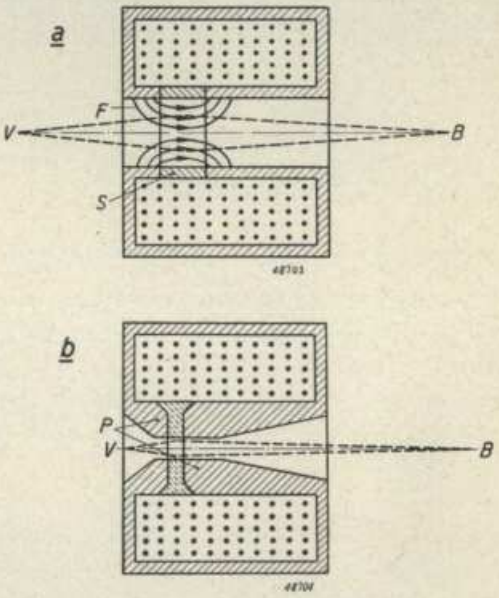

Fig. 5. Doorsnede-teekening van een in ijzer ingekapselde magnetische lens, *a* zonder en *b* met poolschoenen. In deze figuren zijn F de krachtlijnen, S is de spleet, P de poolschoenen. Bij V bevindt zich het voorwerp en bij B het beeld. In het geval *a* kan de brandpuntsafstand eenige centimeters bedragen en in het geval *b* enkele millimeters. De spleet in de ijzeren mantel is met het oog op het vacuum, dat binnen het microscoop in stand wordt gehouden, door een koperen ring afgesloten.

voorstelling van. Het geheele magnetische krachtveld concentreert zich dan op de onmiddellijke omgeving van de spleet. Bij de versnellingsspanningen, die in de electronenmicroscopie gebruikelijk zijn, kan men dergelijke ingekapselde spoelen aanwenden als magnetische lenzen met een brandpuntsafstand van enkele centimeters. Om de sterkte van zulk een lens nog meer te vergrooten, worden bij de spleet poolschoenen aangebracht (fig. 5*b*). Men bereikt dan, dat de brandpuntsafstand niet meer dan eenige millimeters bedraagt. Het is gemakkelijk in te zien, dat bij de in fig. 5 geschetste constructie het totale aantal amperewindingen een maat is voor de sterkte van het veld tusschen de poolschoenen. Door de stroomsterkte te varieeren verandert men de sterkte van het magnetische veld en

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

daardoor ook de brandpuntsafstand van de lens. *Fig. 6* geeft o.a. een foto te zien van een magnetische lens in moderne uitvoering.

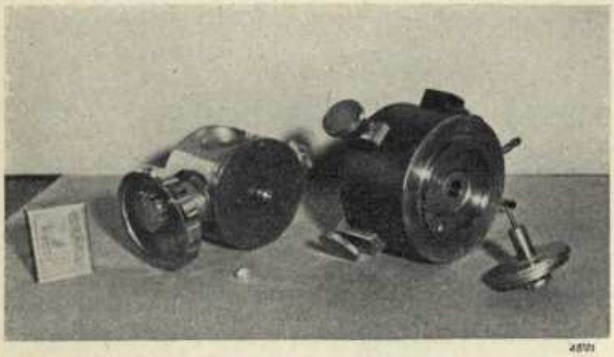

Fig. 6. Onderdeelen van een modern electronenmicroscoop. Links een preparaathouder met luchtsluis. Het preparaat bevindt zich op de scherpe punt in het middelpunt van het voorvlak van deze houder. Rechts een objectief met daarvoor liggend de objectiefdiafragmahouder.

De inrichting van een electronenmicroscoop

De eerste electronenmicroscopen zijn omstreeks 1934 in Duitschland gebouwd. Daarna zijn in verschillende andere landen deze onderzoekingen voortgezet. *Fig. 7* geeft een schematische voorstelling van de inrichting van zulk een instrument met magnetische lenzen.

De electronenbron is gewoonlijk zoo ingericht, dat de electronen, die de kathode verlaten, een energie krijgen van 50 of 100 kV. Zij passeeren de cirkelvormig doorboorde anode en verlaten de versnellingsbuis als een bundel met constante snelheid. De electronen worden door het magnetisch veld van een condensorlens naar believen meer of minder geconcentreerd op het voorwerp, dat zich dicht boven de objectieflens bevindt. Om een voldoend smalle bundel te krijgen — de niet centrale stralen maken het beeld onscherp — is meestal in de condensor een diafragma aangebracht.

De electronen, die in het voorwerp op een kleine oppervlakte samenkomen, worden door de verschillende deelen van het object in verschillende mate verstrooid. De electronen, die in een deel van het object een te groote verstrooiing krijgen, vallen bij de meeste instrumenten op een diafragma en werken daardoor niet mede aan de vorming van het beeld. In het beeld ontstaat dan op de plaats, die met dit gedeelte van het voorwerp correspondeert, een donkere vlek. De resteerende, slechts onder kleine hoeken verstrooide, electronen, die het voorwerp doorloopen en het objectief passeeren, worden door het magnetisch veld van deze lens gefocusseerd tot een beeld. Men kan aantoonen, dat de ruimtehoek, waarover de electronenstralen verstrooid worden, evenredig is met de doorstraalde massa. De contrastwerking in het beeld berust dus op een verschil in massa bij de deelen van het object.

In de meeste microscopen wordt dit door het objectief gevormde tusschenbeeld op een fluoresceerend scherm, gelegen bij B_1 in fig. 7, zichtbaar gemaakt. Er is dan een zijopening, waardoor men het visueel kan waarnemen. Voor deze eerste trap wordt meestal een vergrooting van 100 à 125 × toegepast.

Het zooeven genoemde scherm bevindt zich vlak boven een tweede microscooplens (we tellen dus de condensor niet mee), die projector genoemd wordt, en is in het midden voorzien van een gaatje. Het gedeelte van het beeld, dat boven dit gaatje ligt, wordt door de projector verder vergroot afgebeeld op het fluoresceerend scherm aan de onderzijde van het instrument. Door middel van een zijbuis, die weer van een kijkglas voorzien is, kan dit eindbeeld worden waargenomen. De vergrooting van de projector, in elk microscoop slechts weinig variabel, ligt, al naar dat noodig is, tusschen 50× en 300×. Het spreekt vanzelf, dat men desgewenscht het laatstgenoemde fluoresceerende scherm door een fotografische plaat kan vervangen.

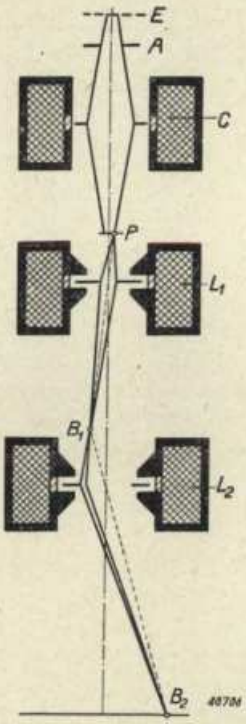

Fig. 7. De stralengang van een magnetisch electronenmicroscoop. E is de electronenbron, A de anode, C de condensor, L_1 het objectief, L_2 de projector, P het preparaat, B_1 het tusschenbeeld, B_2 het eindbeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De geheele buis, waarin de electronen zich bewegen, moet zoo goed mogelijk luchtledig worden gemaakt, omdat zij anders in hun beweging sterk geremd zouden worden. Tijdens de waarneming moet de druk beneden 0,001 mm kwik blijven. Met behulp van een zg. luchtsluis kan een nieuw object op zijn plaats worden gebracht zonder het vacuum belangrijk te verstoren.

Het is gewenscht maatregelen te nemen om de anodespanning van de versnellingsbuis goed te stabiliseeren. Daar de brandpuntsafstand afhangt van de versnellingsspanning (vgl. formule (4)), zal anders het beeld tengevolge van schommelingen in de spanning onscherp worden.

Uit dezelfde formule volgt, dat de sterkte van een magnetische lens eveneens afhangt van de veldsterkte. Daaruit volgt, dat het noodzakelijk is de stroomsterkte in de lenzen rigoureus constant te houden, omdat anders hun brandpuntsafstanden veranderen. Men kan dit bereiken door er voor te zorgen, dat de lenzenstroom geleverd wordt door een stroombron van constante spanning, terwijl door waterkoeling wordt bewerkt, dat de temperatuur, en dus de weerstand van de spoelen, niet te veel verandert.

Sommige onderzoekers hebben de voorkeur gegeven aan electrostatische lenzen. De keuze tusschen beide systemen wordt bepaald door de eischen, die men aan het instrument stelt.

Wanneer men sterke vergrootingen wil bereiken, bieden de magnetische lenzen wel eenig voordeel boven de electrostatische. Men is er in geslaagd magnetische lenzen met een zeer kleine brandpuntsafstand te vervaardigen, wat bij de electrostatische tot dusver heel moeilijk is gebleken. Bij de magnetische lenzen is ook de sferische aberratie — een beeldfout waarop we nog terugkomen — geringer.

Verder kan men de sterkte van de magnetische lenzen in tegenstelling met die van de electrostatische gemakkelijk van buiten af sterk varieeren, wat ten goede komt aan de regelbaarheid van de vergrooting en de scherpstelling.

Als voordeel van de electrostatische lenzen staat hier tegenover, dat men, wanneer deze gebruikt worden, de voedingsspanning van de versnellingsbuis en de lenzen niet zoo rigoureus behoeft te stabiliseeren [2]).

Het instrument, dat verder in dit artikel beschreven wordt, is uitgevoerd met magnetische lenzen.

Het gebruik van een tusschenlens

Bij de bespreking van het nieuwe electronenmicroscoop willen we vooral licht laten vallen op de eigenschappen, waarin het verschilt van de electronenmicroscopen, die tot dusver in de literatuur beschreven zijn.

Een belangrijke verbetering is het aanbrengen van een derde lens tusschen objectief en projector, die het mogelijk maakt de vergrooting tusschen wijde grenzen continu te varieeren.

Om dit duidelijk te maken zullen we eerst uiteenzetten, dat het bij een tweetrapsmicroscoop niet mogelijk is de vergrooting over een groot gebied te regelen. Dit houdt verband met de onder bepaalde omstandigheden optredende beeldfouten en met de constructie van het microscoop.

Bij electronenlenzen treden beeldfouten op, die analoog zijn aan de afwijkingen bij optische lenzen. Een der belangrijkste is de sferische aberratie, die het gevolg is van het feit, dat de randzones van een lens sterker zijn dan het midden. Door een magnetische lens sterker te bekrachtigen wordt haar brandpuntsafstand kleiner en gebruikt men bij dezelfde openingshoek een dichter bij de as gelegen gedeelte van het magnetisch veld. De invloed van de sferische aberratie wordt dan geringer. Het is daarom gewenscht het aantal amperewindingen zoo hoog mogelijk op te voeren. Daaraan wordt een grens gesteld door de optredende magnetische verzadiging in de poolschoenen. Nu zou men, om deze te vermijden, alle afmetingen van de lens kunnen vergrooten. Daarbij doen zich echter de bezwaren voor, dat de lenzen te veel bekrachtigingsenergie gaan gebruiken en dat de afmetingen van het microscoop ongewenscht groot worden. Men moet dus naar een compromis zoeken. Een gunstige oplossing vindt men bij de, voor ons toestel gekozen, spanning van 150 kV door lenzen te gebruiken met een bekrachtiging van ca 3000 amperewindingen. Hiermede werd voor het objectief de brandpuntsafstand $f = 4{,}5$ mm verkregen. Bij de andere lenzen kon een brandpuntsafstand van 3,5 mm bereikt worden, omdat daar geen moeilijkheden zijn, die verband houden met het inbrengen van het voorwerp.

Uit berekeningen van Glaser en Dosse blijkt, dat slechts ongeveer 1/4-1/3 van de diameter van de boring van een magnetische lens gebruikt mag worden, indien men wil voorkomen, dat de verteekening, een beeldfout die nauw

[2]) Uit de boven vermelde formule (3) zou zelfs volgen, dat, indien V_0 en V van dezelfde bron (netspanning) afkomstig zijn, in het geheel geen stabilisatie noodig is. Neveneffecten, o.a. een op grond van de relativiteitstheorie aan te brengen correctie, zijn echter oorzaak, dat toch nog een stabilisatie (tot op 0,5 %) noodzakelijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

samenhangt met de sferische aberratie, grooter is dan 5-10%, een grens, die ook in de lichtmicroscopie als toelaatbaar wordt beschouwd. Een gevolg van deze beperking is, dat de vergrooting van een magnetische lens in een microscoop, zooals we hieronder nader beredeneeren, slechts tusschen tamelijk nauwe grenzen regelbaar is.

Bij de projector van het hier beschreven microscoop bedraagt de middellijn van de boring (d.i. de opening tusschen de poolschoenen) 3,5 mm, zoodat de diameter van het bruikbare veld, dwz. van de doorsnede van de binnen de lens toelaatbare bundel, 1 mm is. De middellijn van het eindscherm bedraagt 180 mm. Indien men dit ten volle wil gebruiken, is men dus aangewezen op een vergrooting van 180 ×. De projector is dan ook voor deze normale, maximale vergrooting geconstrueerd; bij verder opvoeren van de bekrachtiging neemt de sterkte van de projector nog slechts weinig toe. Natuurlijk is het wel mogelijk met een zwakkere vergrooting een beeld te ontwerpen, maar dan wordt slechts een deel van het eindscherm gevuld, zoodat men de mogelijkheden, die het instrument biedt, niet ten volle gebruikt.

De vergrooting door het objectief ligt geheel vast. Immers, hierbij is de plaats van het object onveranderlijk, terwijl de beeldafstand bepaald wordt door de plaats van het voorwerpsvlak van de projector, dat dicht boven deze lens ligt.

Bij een tweetrapsmicroscoop is de vergrooting derhalve slechts binnen nauwe grenzen regelbaar.

Wanneer men aan het microscoop de eisch stelt, dat de vergrooting sterk regelbaar zal zijn, dan moet men daarvoor bijzondere voorzieningen treffen. Het verdient dan aanbeveling een oplossing te zoeken, waarbij de projector, die toch slechts geringe regelmogelijkheid biedt, een geheel constante sterkte houdt. In dat geval is het nl. mogelijk deze lens ten volle aan te passen aan de vergrooting, die zij moet geven, dwz. zoo te maken, dat zij in hooge mate gecorrigeerd is wat betreft de verteekening en dat de grootst mogelijke openingshoek gebruikt wordt.

Een eenvoudige methode om de vergrooting te varieeren wordt nu verkregen door een extra lens tusschen objectief en projector in te voegen. Indien de projector constant gehouden wordt, kan men dan de intreepupil van de projector beschouwen als het opvangscherm van het „tweetrapsmicroscoop" bestaande uit het objectief en de nieuwe lens. Omdat de projector sterk vergroot, zal deze intreepupil, ook indien men zorgt voor een behoorlijk groot eindscherm, klein zijn. We hebben al vermeld, dat in ons geval de middellijn van de boring van de projector 3,5 mm en bijgevolg die van de intreepupil ca 1 mm bedraagt.

De extra lens — die we tusschenlens noemen — behoeft slechts deze kleine opening verteekeningsvrij te vullen. In het boven besproken geval van het tweetrapsmicroscoop (gevormd door objectief en projector) was de regelbaarheid gering, omdat we de eisch stelden, dat het eindscherm van 180 mm middellijn steeds geheel gevuld zou zijn. Zonder die eisch zou ook daar variatie der vergrooting mogelijk zijn geweest. Aan het „tweetrapsmicroscoop" gevormd door objectief en tusschenlens wordt nu slechts de eisch gesteld een „scherm" van 1 mm middellijn te vullen. Het zal duidelijk zijn, dat hieraan ook met sterk varieerende vergrooting gemakkelijk kan worden voldaan.

Door het aanbrengen van een tusschenlens wordt niet alleen bereikt, dat de vergrooting regelbaar is. De maximale vergrooting overtreft nu belangrijk die, welke men met twee lenzen kan bereiken. Bij het hier beschreven microscoop geven objectief en projector samen een vergrooting van 6000 ×. Door verandering van de bekrachtiging van de tusschenlens kan men de vergrooting varieeren van 6000 × tot 80 000 ×. Deze totale vergrooting is, zooals vanzelf spreekt, het product van de vergrootingen, die de drie lenzen afzonderlijk geven.

De stralengang bij gebruik van drie lenzen is in *fig. 8a* schematisch voorgesteld.

Is het nu ook mogelijk door middel van de tusschenlens de vergrooting van 6000 × naar beneden te varieeren? Theoretisch is dat zeker het geval. Indien men de bekrachtiging van de tusschenlens vermindert, neemt haar vergrooting af. Het snijpunt van de stralen dat men in fig. 8a tusschen de tusschenlens en de projector ziet, schuift dan naar de projector toe. Gaat men nu door met het verminderen van de bekrachtiging van de tusschenlens, dan komt er een oogenblik waarop het genoemde snijpunt van de stralen in het voorwerpsvlak van de projector komt te liggen. Deze stand is zeer belangrijk, omdat men dan, zooals in het vervolg van dit artikel zal blijken, een diffractiebeeld krijgt. De vergrooting is nu 0. Bij nog verdere vermindering van de bekrachtiging komt het snijpunt nog lager. Bij het passeeren van de vergrooting 0 keert het beeld om. De vergrooting neemt nu weer toe, totdat tenslotte in het geheel geen bekrachtigingsstroom meer door de tusschenlens vloeit en men het tweetrapsmicroscoop, waarvan we boven zijn uitgegaan, teruggekregen heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de practijk bestaat tegen deze methode echter een ernstig bezwaar. Wanneer men het snijpunt van de stralen verder naar beneden schuift, dan moet men een steeds grooter gedeelte van de boring van de tusschenlens gaan gebruiken. (Het eindscherm moet immers gevuld blijven.) En daardoor neemt de verteekening toe. Bij zwakke vergrootingen wordt deze beeldfout veel te groot. Nu zou men hierin verbetering kunnen brengen door de boring van de poolschoenen van de tusschenlens grooter te maken. Dan wordt echter tevens haar minimale brandpuntsafstand grooter, zoodat de maximale vergrooting van deze lens minder wordt.

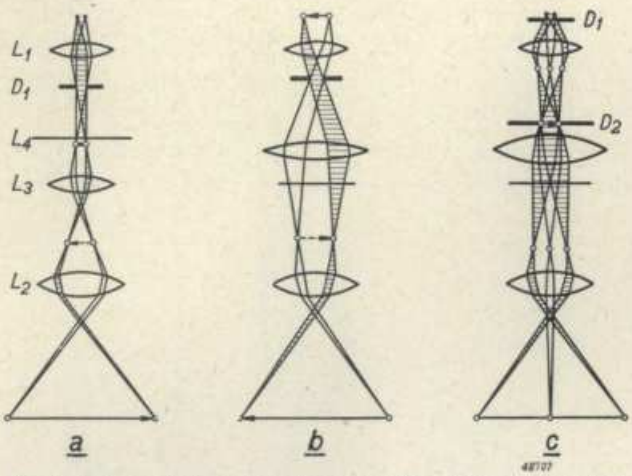

Fig. 8. Schematische voorstelling van de stralengang van het in dit artikel beschreven electronenmicroscoop. L_1 is het objectief, L_2 de projector, L_3 de tusschenlens, L_4 de diffractielens. D_1 het objectiefdiafragma en D_2 het diffractiediafragma. *a*) De tusschenlens is ingeschakeld. Deze lens convergeert de stralen zoo sterk, dat zij elkaar boven de projector snijden en daarna een nieuw tusschenbeeld vormen van het beeld, dat door de objectieflens gevormd is. De tusschenlens maakt het mogelijk de vergrooting tusschen 6000× en 80 000× continu te varieeren. *b*) De diffractielens buigt de stralen, die het objectief doorloopen hebben, voordat zij een beeld gevormd hebben, om en verkleint daardoor het beeld. De vergrooting is regelbaar van 6000× tot 1000×. *c*) Het microscoop wordt gebruikt voor de bestudeering van een buigingsdiagram. Wat de beeldvorming betreft is nu ingesteld op de vergrooting 0. Het buigingsbeeld, dat als „primair beeld" in het brandvlak van het objectief gevormd wordt, wordt door de diffractielens en de projector vergroot geprojecteerd op het eindscherm. Het objectiefdiafragma is nu omhoog geschoven voor doorlating van de diffractiebundels.

Een betere oplossing is, dat men voor het gebied der zwakke vergrootingen een andere tusschenlens, met groote boring, gaat gebruiken. Om deze reden werd in het microscoop nog een vierde lens aangebracht. Daar deze ook gebruikt wordt bij het maken van diffractie-opnamen — waarover hieronder meer — noemen we haar diffractielens. Zij bevindt zich tusschen het objectief en de tusschenlens. Bij het gebruik van deze vierde lens wordt de tusschenlens uitgeschakeld. Door de stroomsterkte in de diffractielens te varieeren kan men de vergrooting alle waarden van 6000 × tot 1000 × laten doorloopen. De vergrooting van het instrument is dus in totaal continu regelbaar van 1000 × tot 80 000 ×. De onderste grens geeft de gewenschte aansluiting aan de vergrooting van het lichtmicroscoop.

In fig. 8*b* is de stralengang bij gebruik van de diffractielens schematisch voorgesteld. Deze lens wordt zoo bekrachtigd, dat het snijpunt der stralen, waarover hierboven gesproken is, onder het voorwerpsvlak van de projector komt te liggen. De diffractielens is zwakker dan de tusschenlens. Zij geeft geen reëel tusschenbeeld. Deze lens buigt de stralen, die van het objectief komen, meer of minder om en verkleint op deze wijze de vergrooting in vergelijking met die van het oorspronkelijke tweetrapsmicroscoop.

We gaan nu eerst spreken over de tweede functie van de diffractielens.

Het opnemen van buigingsdiagrammen

Op fraaie wijze demonstreerde G. P. Thomson in 1927 de overeenkomst tusschen bewegende electronen en korte electromagnetische golven (röntgenstralen), toen hij aantoonde, dat men de bekende Debije-Scherrer-ringen ook kan krijgen, wanneer men snelle electronenstralen door dunne folies zendt.

De beteekenis, die deze buigingsdiagrammen hebben voor het identificeeren van stoffen en het onderzoeken van hun kristallijne toestand, is in dit tijdschrift vroeger reeds besproken[3]).

Indien men een monster van een stof met een electronenmicroscoop onderzoekt, dan is het in vele gevallen gewenscht, dat men tegelijkertijd kan beschikken over een buigingsdiagram van deze stof.

Wanneer men bij de tot dusver in de literatuur beschreven electronenmicroscopen een buigingsbeeld wil maken, dan worden de lenzen uitgeschakeld. Maar de geringe middellijn van de boring in de poolschoenen van de projector maakt het onmogelijk direct een buigingsdiagram op te nemen, omdat de buigingsringen dan onderschept worden. Men moet dus òf deze poolschoenen verwijderen, wat eenige tijd kost, òf het preparaat opnieuw „insluizen" onder de projector, òf een extra platencamera aanbrengen boven de projector, waardoor de constructie veel gecompliceerder wordt. Alleen bij de laatste manier is het nog mogelijk het buigingsbeeld te vinden van een onderdeel van het object, waarvan men eerst het electronenoptisch vergroote beeld heeft waargenomen.

[3]) W. G. Burgers, Röntgen- en electronenstralen als hulpmiddel bij het chemisch en metallografisch onderzoek, Philips techn. T. **5**, 161, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De invoering van een extra lens, waarover boven gesproken is, maakt het mogelijk de methode tot het opnemen van diffractiebeelden belangrijk te vereenvoudigen. Wij maken daarbij gebruik van

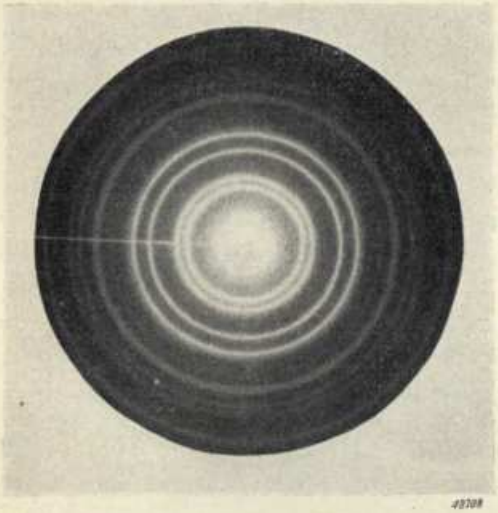

Fig. 9. Buigingsdiagram van een goudsol opgenomen met het in dit artikel beschreven instrument.

de zwakke lens, die reeds diffractielens genoemd is. Met behulp daarvan wordt het brandvlak van het objectief afgebeeld in het voorwerpsvlak van de projector (fig. 8c). In dit brandvlak ligt namelijk, zooals uit de theorie van Abbe volgt, het primaire beeld en bij voldoend groote apertuur dus ook het diffractiebeeld (vgl. fig. 1). Dit diffractiebeeldje is door de kleine brandpuntsafstand van het objectief zeer klein, maar wordt door de projector op een grootte gebracht, die voor dergelijke diagrammen gebruikelijk is. *Fig. 9* geeft een voorbeeld van een op deze wijze opgenomen buigingsbeeld.

Om bij het normale gebruik van het instrument een goede beeldvorming met voldoende contrast te bereiken is het noodig de door het object sterk gestrooide stralen tegen te houden. Daartoe is in het objectief een diafragma aangebracht met een middellijn van ca 70 μ, dat men van buiten af zorgvuldig kan centreeren. Maar wanneer men diffractie toepast, wil men juist ook de sterk gestrooide stralen gebruiken. Daartoe wordt dan het objectiefdiafragma omhoog geschoven en zoo buiten werking gesteld. Daarna stelt men het diafragma in de diffractielens in bedrijf. Er zijn daar twee diffractiediafragma's met openingen van verschillende grootte aangebracht, die men naar believen kan gebruiken. Wanneer men zich dan bedient van het diafragma met een kleine opening is het mogelijk buigingsopnamen van zeer kleine gebiedjes van het object te maken. Indien men het voorwerp nl. scherp afbeeldt op het zooeven genoemde diafragma, dan kunnen daardoor slechts die electronen passeeren, welke van het correspondeerende deel van het object afkomstig zijn. Bij het hier beschreven microscoop is de vergrooting op het diafragma 13 ×. Wanneer men gebruik maakt van het diafragma met een gaatje van 40 μ, dan is het dus mogelijk het object af te tasten en daarin gebiedjes van 3 μ middellijn op te zoeken.

Het groote voordeel van deze constructie is, dat men gemakkelijk kan omschakelen van het

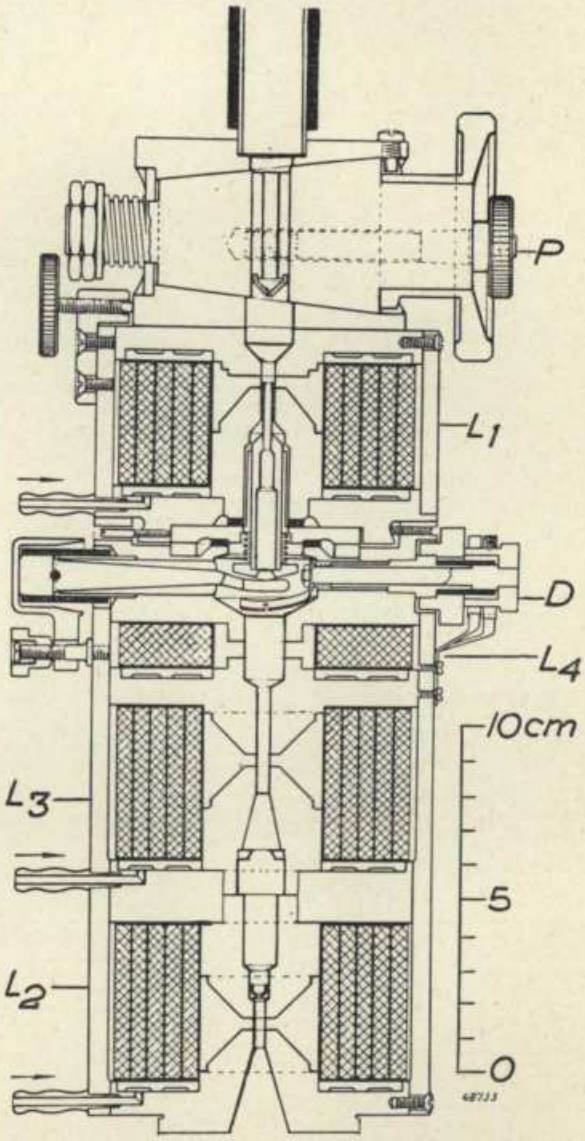

Fig. 10. Doorsnede-teekening van het microscoop. De magnetische lenzen, waarvan de werking in de tekst beschreven is, zijn hier zichtbaar. P is de preparaatsluis, L_1 het objectief, L_2 de projector, L_3 de tusschenlens, L_4 de diffractielens, D het diffractiediafragma. Daar de vergrooting met behulp van tusschen- en diffractielens gemakkelijk regelbaar is, wordt voor het opzoeken van het te vergrooten detail van het object geen gebruik gemaakt van het tusschenbeeld, dat zich tusschen objectief en projector bevindt. Dit tusschenbeeld wordt daarom niet op een fluoresceerend scherm zichtbaar gemaakt, zooals bij de meeste andere uitvoeringen gebruikelijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

electronenbeeld op het buigingsbeeld en dat men dan een buigingsdiagram kan waarnemen van dat onderdeel van het object, waarvan men eerst het beeld bestudeerd heeft. Dit levert een goede methode voor het identificeeren van de kristallen in het voorwerp, dat onderzocht wordt.

Nog eenige bijzonderheden der constructie

In *fig. 10* is een doorsnede door het microscoop afgebeeld en *fig. 11* toont een foto van het microscoop.

Voor de maximale versnellingsspanning werd de waarde 150 kV gekozen, omdat deze aan de electronen een behoorlijk groot doordringingsvermogen geeft en de hiervoor benoodigde hoogspanningsinstallatie door het Philips Natuurkundig Laboratorium reeds was uitgewerkt [4]).

De stroom voor de lenzen wordt geleverd door een accumulatorenbatterij van 35 volt, waarvan de spanning voldoende constant is. De maximale stroomsterkte bedraagt per lens ongeveer 1,4 ampere. Elk der lenzen wordt afzonderlijk gekoeld. Om een snelle warmte-afvoer te bewerken, zijn tusschen de wikkelingen op regelmatige afstanden laagjes koper aangebracht. Hierdoor wordt de warmtegeleiding naar de gekoelde zijwanden grooter, zoodat een stroomdichtheid van 6,5 A/mm² toelaatbaar werd.

Het aanbrengen van een derde lens tusschen objectief en projector geeft ook nog het voordeel, dat de lengte van de microscoopbuis belangrijk verkleind kon worden. Bij het nieuwe microscoop bedraagt de totale afstand van het voorwerp tot het eindbeeld 600 mm. Deze lengte is klein, wanneer men in aanmerking neemt, dat de middellijn van het eindbeeld 180 mm is.

De electronen doorloopen dus een korte baan. Ook dat heeft verschillende voordeelen. In de eerste plaats bestaat daardoor minder kans op botsing met in de buis resteerende gasmoleculen en in de tweede plaats is de invloed van storende velden geringer. De stralengang tusschen het objectief en de daaropvolgende lens is het gevoeligst voor deze velden. De lengte daarvan bedraagt bij ons microscoop slechts 10 cm tegen 30 bij de uitvoering, die tot nog toe in dit opzicht het gunstigst was. Bovendien is door de compacte bouw de stralengang dubbel afgeschermd, nl. door de eigenlijke tubus en door de omkapseling van de spoelen. Als een derde voordeel van een korte microscoopbuis kan nog het

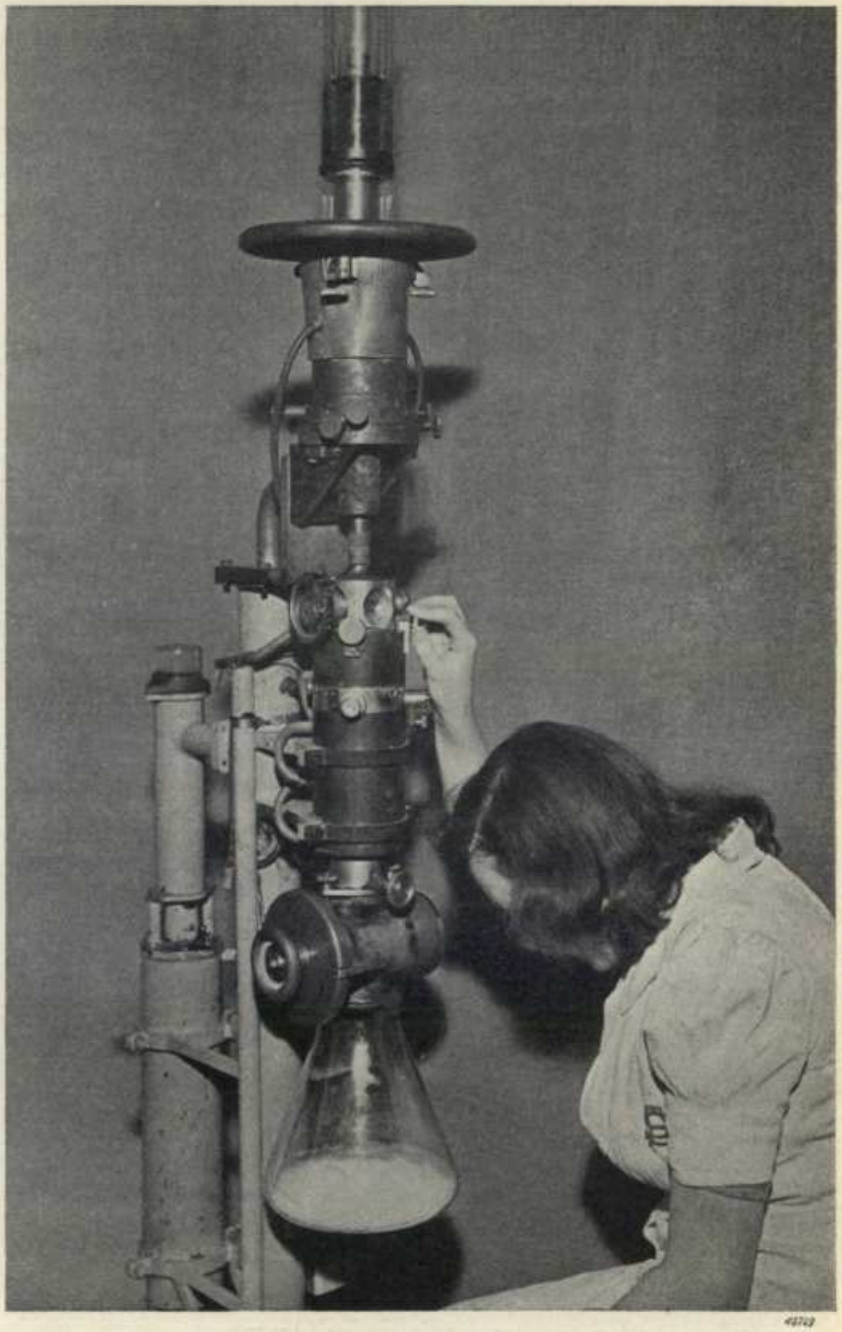

Fig. 11. Het electronenmicroscoop voor 150 kV in het Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft.

[4]) Over deze installatie, die een tot op 0,2 ‰ constante spanning levert, zal A. C. van Dorsten in een der volgende nummers van dit tijdschrift schrijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geringere volume genoemd worden, waardoor sneller een hoog vacuum bereikt kan worden.

De wikkelingen van de verschillende lenzen zijn slechts gescheiden door de ijzeren zijwanden van de omkapselingen. Alleen tusschen het objectief en de diffractielens is een kleine ruimte vrijgelaten, waarin enkele essentieele onderdeelen zijn ondergebracht. In de eerste plaats de drie stelschroeven, waarmee het objectief ten opzichte van de andere lenzen gecentreerd kan worden. Verder een dergelijke inrichting voor de centreering van het objectief-diafragma. Ook bevindt zich hier de vork, waarmede het laatstgenoemde diafragma omhoog kan worden geschoven voor het maken van diffractie-opnamen. En tenslotte is in deze ruimte nog de diafragma-houder ondergebracht met de twee reeds genoemde diafragma's van verschillende grootte, voor de electronendiffractie. Naar keuze kan hiervan het grootste of het kleinste gaatje gebruikt worden of de doorgang geheel vrijgemaakt worden. Al deze inrichtingen kunnen onder het bedrijf worden bediend.

In de electronenmicroscopie gebruikt men het visueele beeld gewoonlijk alleen om een indruk van het object te krijgen en om een scherpe instelling te bereiken. De belangrijkste waarnemingen worden echter langs fotografische weg gedaan. Daartoe moet dan een fotografische plaat of film in de stralenbundel worden gebracht.

We stellen er prijs op scherpe fotografieën van het geheele beeld te krijgen. De middellijn van het eindbeeld is, zooals reeds werd medegedeeld, 180 mm. Om voor iedere opname een fotografische plaat van deze afmetingen dicht bij het eindscherm in het vacuum te brengen is te bezwaarlijk. Wij maken daarom gebruik van een film van 35 mm breedte, die om het geheele beeld te kunnen omvatten is aangebracht op een plaats, waar de dwarsdoorsnede van de bundel nog voldoende klein is. Door de in de electronenmicroscopie gebruikelijke geringe aperturen is de diepteschерpte ruimschoots voldoende om zonder nieuwe instelling daar een scherp beeld te krijgen.

De beelden worden op deze wijze opgenomen met 1/5 van de totale vergrooting. Dit moet echter geenszins als een nadeel beschouwd worden. Het scheidend vermogen van de film is veel beter dan dat van het oog. Het is daarom mogelijk de kleine foto's achteraf nog meer dan vijfmaal te vergrooten.

Dat de camera dicht bij de projector is aangebracht, heeft ook nog het voordeel, dat men met een korte belichtingstijd kan volstaan door de groote stroomdichtheid van de bundel, die op de film valt.

Het spreekt vanzelf, dat bij visueele waarnemingen de camera uit de stralenbundel verwijderd moet worden. Het bleek mogelijk een eenvoudige inrichting aan te brengen, waarmede men de filmhouder van buiten af naar boven kan omklappen. Om dubbele belichting te voorkomen wordt bij het omklappen van de camera de film automatisch opgeschoven. Wanneer 25 foto's gemaakt zijn, moet een nieuwe film in het vacuum gebracht worden. Hierna moet het geheele microscoop opnieuw vacuum gepompt worden. Hoewel daarbij tevens de gassen, die de nieuwe film meebrengt, verwijderd moeten worden, duurt deze bewerking niet langer dan ca 10 minuten.

Een der moeilijkheden bij het gebruik van sterke vergrootingen is de geringe helderheid van het eindbeeld. De scherpstelling wordt daardoor zeer bemoeilijkt. Om hierin te voorzien is een speciale focusseerinrichting aangebracht.

Door middel van het electrisch veld tusschen twee stellen evenwijdige platen, die tusschen de condensor en het object zijn aangebracht, laat men de invallende straal heen en weer trillen met een frequentie van 50 per/sec. Wanneer het microscoop niet volkomen zuiver gefocusseerd is, zal deze trilbeweging het beeld „uitvegen". Men varieert nu de bekrach-

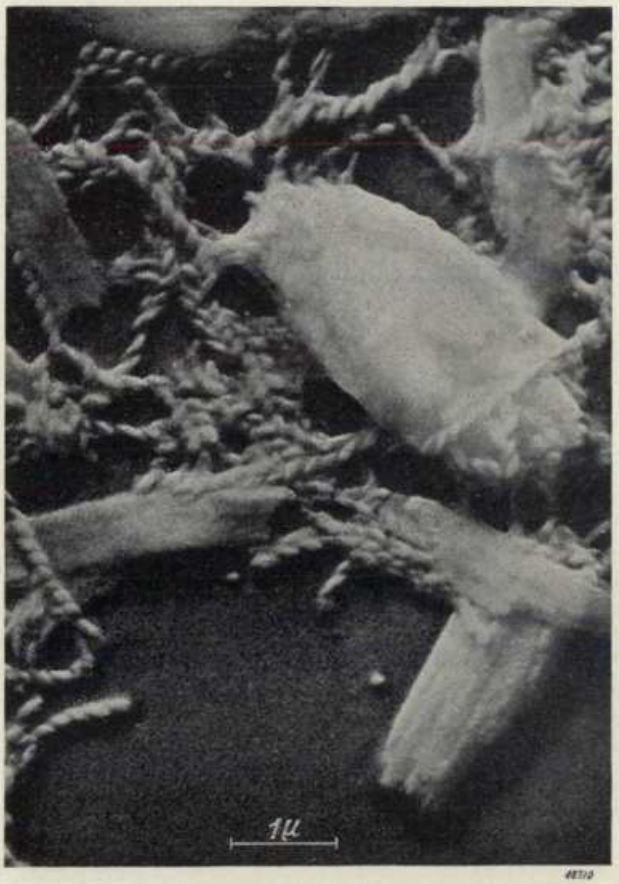

Fig. 12. Een vetmonster, electronenoptisch 20 000× vergroot bij een versnellingsspanning van 90 kV.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tigingsstroom van het objectief zoolang totdat het beeld ondanks de trilbeweging van de invallende straal scherp blijft, waarna de spanning op de afbuigplaten weer uitgeschakeld wordt.

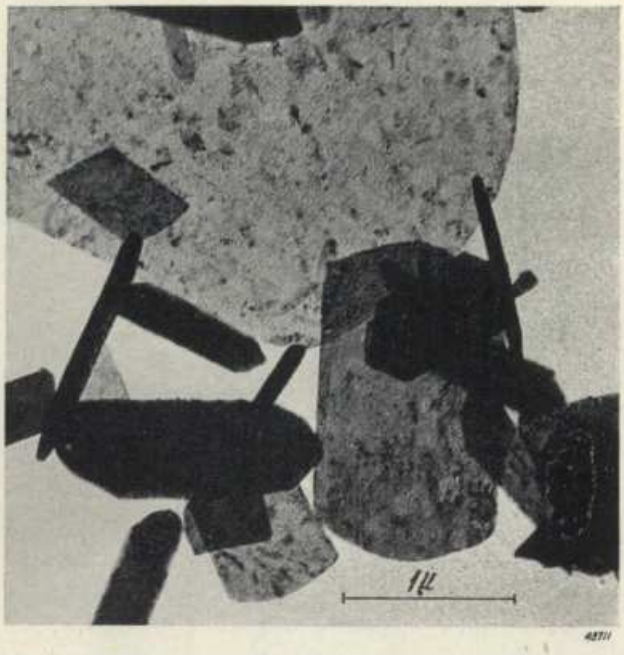

Fig. 13. Molybdeenoxyde, electronenoptisch 30 000× vergroot bij een versnellingsspanning van 82 kV.

De focusseerinrichting is zoo geconstrueerd, dat de invallende bundel trilt over een hoek van 1/100 radiaal. Met deze methode werden zeer gunstige resultaten bereikt. Daar op deze wijze stralen, die een 20 maal grootere apertuur hebben dan de bundel, die voor de beeldvorming gebruikt wordt, zoo goed mogelijk gefocusseerd worden, kan men de instelling met een factor 20 verbeteren.

Tenslotte vermelden we nog, dat het scheidend vermogen van het microscoop tusschen 25 en 30 ångström ligt. Het zal mogelijk zijn de in het begin van dit artikel genoemde theoretische grens van 5 Å nog verder te benaderen door verbetering van de rotatiesymmetrie der lenzen.

In de *figuren 12* en *13* zijn twee foto's die met dit instrument genomen zijn, gereproduceerd.

Resumeerende noemen wij als de voornaamste voordeelen van het hier beschreven electronenmicroscoop boven vroegere constructies:

1) De vergrooting kan men gemakkelijk continu varieeren van 1000× tot 80 000×.
2) De lengte is kleiner en daardoor wordt ook de invloed van storende velden geringer.
3) Het beeldveld is veel grooter.
4) De kleinbeeldcamera maakt het mogelijk in korte tijd een groot aantal opnamen te verkrijgen.
5) Een speciale inrichting zorgt voor een nauwkeurige focusseering.
6) Men kan onmiddellijk overgaan van electronenop diffractiebeeld en daarbij een buigingsdiagram opnemen van een uitgezocht gebied van 3 μ middellijn van het preparaat, waarvan men eerst het beeld bestudeerd heeft.

De toepassingen van het electronenmicroscoop

Het electronenmicroscoop heeft voor verschillende wetenschappen geheel nieuwe terreinen van onderzoek geopend. De toepassingen zijn dan ook velerlei. Wanneer we er enkele noemen, dan is het niet de bedoeling en ook niet mogelijk volledig te zijn.

Hoewel het zeer aanlokkelijk is objecten met een zoo sterke vergrooting te bestudeeren, hadden sommige onderzoekers eerst wel bezwaren tegen dit nieuwe instrument. Zou het geen invloed hebben, dat de voorwerpen in vacuo moeten worden waargenomen? Om dat na te gaan heeft men allerlei preparaten ook met een lichtmicroscoop in het luchtledige onderzocht. Het bleek, dat in de meeste gevallen het vacuum geen bezwaar oplevert. Primitieve organismen, zooals bacteriën, blijven leven, ondanks een zekere uitdroging. Ook heeft men zich wel afgevraagd, of de preparaten door het aanhoudend electronenbombardement niet belangrijk zouden veranderen. Men kan er op letten, of men inderdaad tijdens een waarneming veranderingen ziet optreden. Wanneer men voldoend dunne preparaten onderzoekt en de stralingsintensiteit beperkt, doen zich gewoonlijk geen ernstige bezwaren voor. Wel zullen tengevolge van het bombardement de bacteriën gedood worden. Maar bij het lichtmicroscoop worden de bacteriën meestal gekleurd, waarbij ze eveneens doodgaan.

Voor de medische wetenschap was het gedurende een lange tijd een groote moeilijkheid, dat verschillende ziekten verwekkers hebben, die in een lichtmicroscoop onzichtbaar zijn. Zulk een virus kan men in de regel met een electronenmicroscoop wel waarnemen. Ook kan men met dit instrument in tuberkelbacillen en andere bacteriën structuurelementen van een grootte van slechts enkele mμ waarnemen, wat de mogelijkheid biedt verschillende typen van ziekteverwekkers morphologisch te onderscheiden. Verder hebben de medici en biologen er gebruik van gemaakt om de bouw van spieren en zenuwfibrillen te bestudeeren, alsook de structuur van het protoplasma en de problemen van chromosomenbouw en rangschikking der genen. Van veel beteekenis was eveneens, dat verschillende nog niet geheel verklaarde processen, zooals bijv. het ont-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

staan van geronnen bloed, onder zeer sterke vergrooting bestudeerd konden worden.

Ook vele plantenziekten worden door virussoorten veroorzaakt. Het virus van de mozaiekziekte van de tabak en dat van een zeer schadelijke aardappelziekte heeft men o.a. met electronenstralen zichtbaar gemaakt. Daardoor heeft de phytopathologie de laatste jaren groote vorderingen gemaakt. De virussen bleken vaak staafjes te zijn van de orde van grootte van moleculen.

Het is verder gelukt in een electronenmicroscoop verschillende bacteriophagen zichtbaar te maken. Dit zijn virussoorten, die bepaalde bacteriën vernietigen. Dit proces — men noemt het de bacteriophage lyse — is ook met electronenmicroscopen onderzocht.

Met lichtmicroscopen had men reeds lang bacteriën geobserveerd; maar de zweepdraden van deze organismen, die een dikte van 0,02 tot 0,05 μ hebben, en allerlei bijzonderheden en gecompliceerde structuren van de bacteriecel konden eerst met electronenstralen duidelijk zichtbaar worden gemaakt.

Voor de mineralogie en de technologie is het nieuwe microscoop eveneens een belangrijk hulpmiddel. Bij de problemen, die daarbij aan de orde komen, is het dikwijls gewenscht, ook een buigingsdiagram waar te nemen om met behulp van de Debije-Scherrer-ringen de kristallen te identificeeren. Het biedt dan groote voordeelen, wanneer men gemakkelijk van het electronen- op het buigingsbeeld kan omschakelen.

Op het gebied der silicaten heeft men door toepassing der nieuwe methoden ontdekkingen gedaan, die van groote beteekenis zijn voor de keramiek. Het is van belang op te merken, dat men daarbij van kwalitatieve methoden op kwantitatieve metingen is overgegaan. Dikwijls moet het adsorptievermogen van de oppervlakte van kleideeltjes worden onderzocht. Men telt en meet dan onder een electronenmicroscoop bijv. 1000 kristallen van een preparaat en maakt een verdeelingskromme van hun grootten. Bij het opstellen van dergelijke distributiekrommen is het zeer gewenscht, dat men gemakkelijk op een kleinere vergrooting kan overgaan.

Zeer instructief is ook het bestudeeren van chemische processen bij een vergrooting van 20 à 30 000 $\times$. Als voorbeeld noemen we een fraai onderzoek naar de wijze, waarop een beeld op een fotografische plaat tot stand komt, dat reeds vóór 1940 door Von Ardenne werd uitgevoerd.

Men mag aannemen, dat binnen afzienbare tijd ieder groot ziekenhuis en ieder laboratorium voor onderzoekingen op het gebied van microbiologie, mineralogie en technologie gebruik zal maken van electronenmicroscopen.

In het Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft wordt het hier beschreven microscoop reeds dagelijks gebruikt voor onderzoekingen in het belang van industrie en wetenschap.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ELECTRONENGELEIDING IN NIET-METALLISCHE STOFFEN

door E. J. W. VERWEY. 537.311.32

Niet-metallische stoffen zijn in het algemeen electrische isolatoren. In bepaalde gevallen kan echter ook bij deze stoffen geleiding (en wel door electronen) plaats vinden. In dit artikel wordt ingegaan op het bij oxyden en halogeniden veelvuldig aan te wijzen verband tusschen electronengeleiding, foto-electrische verschijnselen, lichtabsorptie en afwijkingen van de stoechiometrische samenstelling. Uit het gezamenlijk optreden van deze verschijnselen wordt eenig inzicht verkregen in de wijze, waarop zij tot stand komen. Het beeld, dat wij ons hiervan kunnen maken, wordt in het bijzonder uitgewerkt voor het kristal van kaliumchloride, waarvoor vele waarnemingen en theoretische gegevens beschikbaar zijn.

De electrische geleiding in metalen komt tot stand door de beweging van vrije electronen, die altijd daarin aanwezig zijn. Bij de niet-metallische vaste stoffen kan de geleiding daarentegen tweeërlei oorzaken hebben: in de eerste plaats — zooals bij de metalen — de beweging van vrije electronen (electronengeleiding); in de tweede plaats de beweging van ionen (electrolytische geleiding). Vaak zijn beide geleidingsmechanismen tegelijk werkzaam. In dit artikel zullen wij ons echter beperken tot de beschouwing van die niet-metallische stoffen, waarbij de electronengeleiding de hoofdrol speelt.

De belangstelling van de electrotechniek voor het verschijnsel der electronengeleiding in niet-metallische stoffen vindt allereerst zijn oorzaak in twee toepassingen van deze stoffen.

De eerste toepassing heeft betrekking op het gebruik van allerlei stoffen als isolator, dus als medium, waarvan wordt geëischt, dat het de electrische stroom zoo slecht mogelijk geleidt. Daarbij wordt de isoleerende middenstof in het algemeen nog met twee doeleinden toegepast, namelijk hetzij als diëlectricum in condensatoren, hetzij als isoleerend constructiemateriaal. In het eerste geval wordt een zoo hoog mogelijke capaciteit en daarom vaak een hooge diëlectrische constante gevraagd; men gebruikt dan bijv. als diëlectricum titaandioxyde (rutiel: TiO_2), waarvan de diëlectrische constante in de gesinterde toestand ruim 100 bedraagt. In het tweede geval vraagt men vaak juist een lage diëlectrische constante en gebruikt men als isolatiemateriaal bijv. organische stoffen zooals het bekende polystyreen of, wanneer men op anorganische stoffen is aangewezen, met het oog op de eisch van een grootere chemische en thermische bestendigheid, materialen als porselein of allerlei moderne variaties daarvan, soms in een poreuse vorm.

De techniek heeft dus direct belang bij een algemeen antwoord op de vraag, wanneer een stof een goede isolator is en met welke eigenschappen een gering geleidingsvermogen gepaard gaat.

Bij de tweede toepassing is het juist om het geleidingsvermogen te doen; in de laatste jaren ziet men in de electrotechniek in toenemende mate min of meer goed geleidende materialen van niet-metallische aard toegepast voor weerstanden, waarbij men o.a. met voordeel gebruik maakt van het feit, dat deze materialen een veel hoogere soortelijke weerstand bezitten dan de metalen. Al naar het gebruik vraagt men hier naar materialen met een zoo klein mogelijke, eventueel een positieve, of wel juist een zeer sterk negatieve temperatuurcoëfficient van de weerstand. Het geleidingsvermogen van deze materialen moet een zuiver electronisch geleidingsvermogen zijn, daar een electrolytisch geleidingsvermogen altijd aanleiding geeft tot chemische veranderingen aan de uiteinden van de weerstand of tot polarisatieverschijnselen. Ook hier wordt vaak de eisch gesteld, dat de weerstandsmassa bestand is tegen hooge temperaturen en dan is men dus aangewezen op anorganische stoffen.

De hier bedoelde materialen met een aanmerkelijk slechter geleidingsvermogen dan de metalen, doch een beter geleidingsvermogen dan isolatoren, noemt men vaak halfgeleiders. Eenigszins willekeurig trekt men de scheiding veelal aldus:

metalen: soortelijke weerstand $< 1\ \Omega$ cm (meestal 10^{-5} à 10^{-6}, soms hooger)

halfgeleiders: soortelijke weerstand tusschen 1 en $10^{10}\ \Omega$ cm

isolatoren: soortelijke weerstand $> 10^{10}\ \Omega$ cm.

De hier genoemde grenswaarden van de soortelijke weerstand hebben alle betrekking op kamertemperatuur.

Geleiding en niet-geleiding blijken onder de elementen zoo te zijn verdeeld, dat de vaste niet-geleiders rechts bovenaan in het periodieke systeem voorkomen. Typische voorbeelden van niet-geleiders zijn zwavel en diamant. Koolstof staat echter al op de grens, want de stabiele modificatie, grafiet, is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een geleider, althans in bepaalde kristalrichtingen. Ook enkele tusschengevallen komen in het grensgebied voor, zooals selenium, dat een halfgeleider is.

Deze tusschengevallen vinden wij ook bij de verbindingen. Zoo zien wij bijv. in de reeks: Ag_2O, Ag_2S, Ag_2Se, Ag_2Te geleidelijk het geleidingsvermogen toenemen, tegelijk met het metallisch karakter, dat bijv. tot uiting komt in een verhoogd reflectievermogen. Het probleem van de electronengeleiding is hier te vereenzelvigen met dat van de metallische toestand.

Er komt echter ook veelvuldig electronengeleiding voor bij verbindingen, die in ander opzicht typisch niet-metallisch zijn. In dat geval blijkt het optreden van een geleidingsvermogen samen te gaan met tal van andere verschijnselen, die voor een inzicht in het proces der electronengeleiding in hooge mate verhelderend werken en die wij in dit artikel nader zullen bespreken.

Verband tusschen electronengeleiding, afwijking van de stoechiometrie en lichtabsorptie

Het blijkt, dat wij in het algemeen onderscheid moeten maken tusschen stoechiometrische en niet-stoechiometrische verbindingen. Vroeger meende men, dat het typische van verbindingen was, dat zij de verschillende elementen in een eenvoudige verhouding bevatten. Voor vele verbindingen is dit laatste vervuld, niet altijd echter voor verbindingen in de vaste toestand. Bij het elementaire scheikunde-onderwijs gebruikt men vaak het bekende voorbeeld van 56 deelen Fe op 32 deelen S, vormende het vaste FeS. Juist voor een verbinding als FeS is nu gebleken, dat deze altijd te veel zwavel bevat, en evenzoo FeO altijd te veel zuurstof. Dit zijn verbindingen, die in de zuiver stoechiometrische verhouding in het geheel niet kunnen bestaan, of hoogstens metastabiel bestaanbaar zijn. Er zijn echter ook vele verbindingen, die zoowel zuiver stoechiometrisch als in afwijkende samenstelling kunnen voorkomen. Typische voorbeelden zijn: ZnO, al of niet met overmaat Zn; TiO_2, al of niet met overmaat Ti; Cu_2O en NiO anderzijds hebben soms een overmaat O. Hierbij treedt dikwijls een verkleuring van de stof op in de richting van zwart: ZnO is wit, met overmaat Zn wordt het grijs; TiO_2 is lichtgeel en wordt door chemische reductie donkerblauw of zelfs zwart; Cu_2O, zelf rood, wordt door oxydatie zwart; NiO, zelf lichtgroen, wordt eveneens zwart door een weinig zuurstof in overmaat.

Al deze stoffen hebben nu gemeen, dat zij in de stoechiometrische vorm goede of soms voortreffelijke isolatoren zijn, maar door de afwijking een min of meer sterk electronisch geleidingsvermogen krijgen. TiO_2, zelf een soortelijke weerstand van minstens 10^{10} Ω cm bezittend, wordt door verhitting in waterstof gereduceerd tot $TiO_{1,75}$ met een soortelijke weerstand van 10^{-2} Ω cm. De electronengeleiding wordt in het algemeen grooter, naarmate de afwijking van de stoechiometrie sterker is: de soortelijke weerstand van $TiO_{1,9995}$ is 10 Ω cm; die van $TiO_{1,995}$ is 1,2 Ω cm.

Er zijn ook verbindingen bekend, waarbij de afwijking van de stoechiometrie niet dadelijk het zwart-worden van de stof, maar wel een absorptieband in het zichtbare spectrum tengevolge heeft. BaO (wit) kan ongeveer één procent Ba in overmaat opnemen en wordt dan rood. KCl, in K-damp verhit, neemt een geringe overmaat K op (maximaal eenige honderdsten procenten) en wordt daardoor violet. Op analoge wijze kan men NaCl een overmaat Na geven; de kristallen worden daardoor geel gekleurd. In deze gevallen treedt de electronengeleiding, die volgt uit de afwijking van de stoechiometrische samenstelling, nog niet merkbaar op bij kamertemperatuur, maar zijn er iets hoogere temperaturen noodig om een duidelijk verschil met het geleidingsvermogen van de zuivere verbinding te kunnen constateeren. Voor onze beschouwingen maakt dit echter geen essentieel verschil.

Wij constateeren dus het gemeenschappelijk optreden van drie verschijnselen: afwijking van de stoechiometrie, absorptie van zichtbaar licht en geleidingsvermogen door electronen.

In hoeverre deze verschijnselen met elkaar in verband staan, kan nog worden toegelicht met de volgende proef (*fig. 1*), die het eerst door Stasiw is beschreven, een van de medewerkers van Pohl, in wiens laboratorium de verschijnselen bij dit soort verkleurde kristallen uitvoerig zijn bestudeerd.

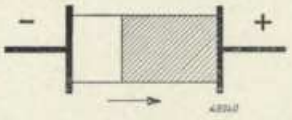

Fig. 1. De verkleuring van een violet gekleurd KCl-kristal loopt uit het kristal weg, indien dit bij een temperatuur van ongeveer 500 °C tusschen twee electroden wordt geplaatst. De pijl duidt de richting aan, waarin de grens tusschen het violette (gearceerd) en het kleurloze gedeelte van het kristal verschuift.

Aan twee tegenover elkaar liggende zijvlakken van een KCl-kristal, dat door de opneming van extra kaliumatomen violet is gemaakt (men neemt voor deze proef bij voorkeur KCl, aangezien de violette kleur duidelijk is waar te nemen) en dat zich bevindt op een temperatuur van 500 °C, worden twee electroden aangebracht. In de eerste

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

plaats blijkt dan het geleidingsvermogen van het gekleurde kristal aanzienlijk grooter te zijn dan van het ongekleurde kristal bij dezelfde temperatuur. Is het contact tusschen het kristal en de negatieve electrode niet al te goed, dan neemt men bij stroomdoorgang waar, dat bij de negatieve electrode een ongekleurde zone ontstaat, die zich geleidelijk over het geheele kristal uitbreidt. Men ziet dan de verkleuring (die bij deze temperatuur diepblauw is geworden) als het ware uit het kristal loopen en na eenige tijd in de electrode verdwijnen; het geleidingsvermogen neemt hierbij geleidelijk af. Na afloop van de proef is het kristal weer stoechiometrisch, kleurloos KCl geworden en is het extra geleidingsvermogen verdwenen.

Deze merkwaardige proef, op de interpretatie waarvan wij nog terug zullen komen, demonstreert zeer duidelijk, dat het door de overmaat kalium verwekte geleidingsvermogen en de violette kleur nauw aan elkander zijn gebonden.

Verschijnselen bij bestraling

Er is een tweede groep van verschijnselen, die op het geleidingsmechanisme van deze stoffen eenig licht werpt, namelijk de fotogeleiding en de fotochemische veranderingen onder invloed van stralen van verschillende golflengten.

Het verschijnsel der fotogeleiding komt bij allerlei stoffen voor; het houdt in, dat bij bestraling van de stof met licht van bepaalde golflengten een aanvankelijk niet-geleidende stof geleidend wordt, of wel, dat het geleidingsvermogen van de stof door de bestraling wordt vergroot. Het treedt bijvoorbeeld op bij de zoojuist genoemde KCl-kristallen die door verhitting in K-damp violet zijn verkleurd, en wel is het daarvoor noodig, dat de kristallen worden bestraald met licht, dat wordt geabsorbeerd door het violet gekleurde kristal. De violette kleur beteekent, dat dit KCl een absorptieband bezit in het gele gedeelte van het spectrum, met een maximum bij ongeveer 5600 Å. Het verschijnsel der fotogeleiding treedt dus op bij bestraling met geel licht van ongeveer deze golflengte.

Uit dit gedrag moeten wij concludeeren, dat onder invloed van licht van deze golflengte electronen in het inwendige van het kristal worden vrijgemaakt, die vóór de bestraling aan bepaalde plaatsen waren gebonden. De energie, waarmee deze electronen aan deze plaatsen zijn gebonden en die dus moet worden toegevoerd om een electron vrij te maken, volgt direct uit de golflengte van het actieve licht. Deze golflengte λ (frequentie ν) hangt samen met de bij de absorptie aan het electron toegevoerde energie eV volgens de formule:

$$eV = h\nu, \quad \text{of:} \quad V(\text{volt}) = \frac{hc}{e\lambda} = \frac{12390}{\lambda(\text{Å})},$$

waarbij V de spanning is, die een vrij electron moet doorloopen om de gevraagde energie te accumuleeren (met h, c en e zijn, zooals gebruikelijk is, resp. de constante van Planck, de lichtsnelheid en de lading van het electron aangeduid). Wij berekenen hieruit voor de band bij 5600 Å in gekleurd KCl, dat de electronen met een energie van 2,2 eV zijn gebonden (men drukt de electronenenergie in de „electronenvolts" eV uit, door de spanning V aan te geven die met de energie eV correspondeert).

Met het overschot kalium hebben wij dus extra-electronen in het kristal gebracht, die daarin in twee toestanden kunnen verkeeren; een toestand, waarin de electronen nog steeds zijn gebonden, en een toestand met 2,2 eV hoogere energie, waarin zij vrij beweeglijk zijn en geleiding kunnen veroorzaken. Voorts hebben wij twee verschillende middelen leeren kennen om de electronen van de laagste energietrap in de toestand van hoogere energie te brengen, namelijk door toevoeren van thermische energie (een verhooging van de temperatuur tot ongeveer 500 °C is voldoende om de geleiding te kunnen waarnemen) en door toevoeren van stralingsenergie [1]).

Het optreden van de geleiding kunnen wij ook waarnemen bij kristallen van kaliumchloride, die langs fotochemische weg violet zijn gekleurd. Dezelfde violette kleur, die door verhitten in kaliumdamp kan worden verkregen, krijgt men namelijk ook, indien men KCl bestraalt met bijvoorbeeld röntgenstralen of met ultraviolet licht. Aldus gekleurde KCl-kristallen gedragen zich echter eenigszins anders dan de kristallen met een overschot aan kalium. Wel kan men hier op analoge wijze de met een energie van 2,2 eV gebonden electronen vrijmaken, dwz. door verwarming of door bestraling met geel licht geleiding waarnemen. De fotochemisch gekleurde kristallen vertoonen echter dit verschil met de vorige, dat bij deze bestraling of verwarming de violette kleur van het kristal weer snel verbleekt en het kristal geheel in de oude toestand terugkeert. Door

[1]) Wij veroorloven ons, terwille van de duidelijkheid, de zaken op enkele ondergeschikte punten iets te eenvoudig voor te stellen. Eén daarvan is, dat de energie, die de thermische beweging moet afstaan voor het vrijmaken van een electron uit de gebonden toestand, kwantitatief niet gelijk is aan de voor hetzelfde doel noodige stralingsenergie, maar in het algemeen ongeveer de helft daarvan. Een andere vereenvoudiging is, dat in werkelijkheid de bovengenoemde overgang naar de toestand met hoogere energie waarschijnlijk via een tusschentoestand geschiedt; de energie van deze tusschentoestand is echter maar zeer weinig kleiner dan die van de eindtoestand.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze behandeling krijgen de electronen blijkbaar de kans naar hun oude plaatsen terug te loopen. De fotochemisch gekleurde kristallen zijn dus in een metastabiele toestand; wordt door toevoeren van energie de terugkeer tot de stabiele toestand mogelijk gemaakt, dan gebeurt dit door transport van electronen in het inwendige van het kristalrooster.

De verkleuring met röntgenstralen is eigenlijk geen zuiver fotochemisch proces, maar wordt grootendeels veroorzaakt door de secundair in de stof vrijgemaakte electronen. Men kan inderdaad hetzelfde resultaat verkrijgen door bestraling van een KCl-kristal met electronen. Een recente toepassing van dit laatste verschijnsel vindt men in de kathodestraalbuizen waarvan het scherm bestaat uit een dun laagje van een overgedampt alkalihalogenide. In dit soort van buizen maakt men gebruik van het feit, dat dit laagje de eigenschap heeft, dat het min of meer blijvend verkleurt op die plaatsen, waar het door de electronenbundel wordt getroffen.

Nadere beschouwingen over geleidingsvermogen en lichtabsorptie

Bij kamertemperatuur bedraagt de gemiddelde energie van de thermische beweging van een ion of een vrij electron 0,04 eV. De overgang in gekleurd KCl van een zwak gebonden in een vrij electron kost vele malen dit bedrag, zoodat de kans, dat deze overgang wordt bewerkstelligd door de thermische beweging, bij kamertemperatuur practisch nul is. Door temperatuurverhooging neemt deze kans evenwel zeer snel toe, met het gevolg, dat bij een temperatuur van ongeveer 500 °C reeds een merkbaar aantal electronen van hun plaatsen wordt losgemaakt en de geleiding op de zoojuist omschreven wijze is waar te nemen.

Het feit, dat ongekleurd KCl een isolator is en ook bij ongeveer 500 °C nog geen merkbaar geleidingsvermogen voor electronen bezit, kunnen wij op gelijke wijze in verband brengen met de absorptie in het ultraviolette gedeelte van het spectrum. Deze absorptie bewerkt, zooals wij reeds vermeldden, een verkleuring van KCl, dwz. het losmaken van electronen in ongekleurd KCl, zoodat de aldus vrijgekomen electronen althans gedeeltelijk kunnen worden gevangen op dezelfde plaatsen, die ook de extra-electronen van in K-damp verhit KCl opzoeken. De energie, die noodig is om in ongekleurd KCl een electron in het inwendige van het kristal vrij te maken, is dus veel grooter dan in gekleurd KCl; het hierbij behoorende maximum in de absorptieband ligt bij 1310 Å, waaruit we met behulp van de reeds eerder gebruikte omrekeningsformule een correspondeerende energie van 9,4 eV berekenen. De kans, dat dit groote energiebedrag wordt geleverd door de thermische beweging, is nog weer aanzienlijk kleiner dan bij gekleurd KCl en daardoor is ook bij hoogere temperatuur het geleidingsvermogen door electronen in ongekleurd KCl practisch te verwaarloozen.

Bij de in het voorafgaande genoemde oxyden met afwijking van de stoechiometrie is de kleur veelal zwart, dwz. absorptie treedt in het geheele zichtbare spectrum op; deze absorptie strekt zich bovendien in het algemeen nog uit tot diep in het infrarood. Dit beteekent, dat deze stoffen electronen bevatten, welke met zeer geringe energieën aan bepaalde plaatsen zijn gebonden. Hiermee in overeenstemming wordt bij deze stoffen reeds bij kamertemperatuur een merkbaar aantal electronen vrijgemaakt en treedt electronengeleiding op.

Interpretatie in verband met de kristalbouw

Kaliumchloride vormt een ionenrooster met positieve metaalionen en negatieve halogeenionen. Het optreden van ionen hangt samen met de bij alle atomen aanwezige neiging om zich te omgeven met afgesloten schillen van electronen, waarbij kalium, dat één electron in de N-schil heeft, dit afgeeft, terwijl chloor, met 7 electronen in de M-schil, deze schil tot 8 electronen aanvult.

Om kalium van één electron te berooven, heeft men een energie van slechts 4,1 eV noodig; het verwijderen van het tweede electron zou 44 eV kosten, omdat hierbij de volledig gevulde M-schil zou moeten worden aangetast. De ionisatie-energie van het chlooratoom is 13,1 eV, dus veel grooter dan die van het kaliumatoom. Blijkbaar heeft het chlooratoom weinig neiging om een electron uit zijn M-schil af te geven. Veeleer zou het deze M-schil, die immers reeds bijna vol is, willen completeeren; bij de opneming van het nog ontbrekende electron wordt nl. een energiebedrag van 3,6 eV, dat men electronenaffiniteit noemt, gewonnen, terwijl in het geval van het kalium geen winst aan energie door opneming van een electron kan worden behaald.

Hoewel de ionisatie-energie van kalium nog 0,5 eV grooter is dan de electronenaffiniteit van chloor, is het vormen van een ionenrooster toch in energetisch opzicht voordeelig. Bij het elkaar naderen van de positief en negatief geladen ionen komt namelijk een groote hoeveelheid potentieele energie vrij, die het ionenrooster energetisch gunstiger doet zijn in vergelijking met een atoomrooster. Men schrijft deze energie gewoonlijk in de vorm:

$$E = M \cdot \frac{e^2}{r},$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarbij r de afstand van naburige ionen voorstelt, terwijl M een numerieke factor is, die afhangt van het roostertype (zoogenaamde constante van Madelung). Voor het roostertype van KCl is $M = 1{,}75$. Verder is $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ e.s.e. en $r = 3{,}14 \cdot 10^{-8}$ cm, zoodat:

$$E = 12{,}8 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 8{,}0 \text{ eV}.$$

Door het samenkomen van de ionen worden dus 8,0 eV per ionenpaar gewonnen en daar het vormen van de ionen uit de atomen slechts 0,5 eV kost, is in het kristal de ge oniseerde toestand toch nog 7,5 eV gunstiger dan die van de vrije neutrale atomen.

Wij kunnen nu gemakkelijk inzien, dat een extra-electron, toegevoegd aan dit uit ionen opgebouwde rooster, zich snel door dit rooster zal kunnen bewegen, en dat dus hetzelfde het geval zal zijn met een uit het rooster zelf afkomstig electron, indien dit eenmaal uit de het rooster opbouwende ionen is vrijgemaakt. Stellen wij ons eens voor, dat dit extra-electron op een bepaald oogenblik ter plaatse van een K^+-ion is en daarmede dan een kaliumatoom vormt. Tengevolge van de groote straal van het kaliumatoom (of met andere woorden: tengevolge van de uitgebreidheid van de baan van dit electron) zal het electron niet alleen in de holte van het K^+-ion vertoeven, maar ook de naburige chloorionen binnendringen. Uit *fig. 2*, waarin de

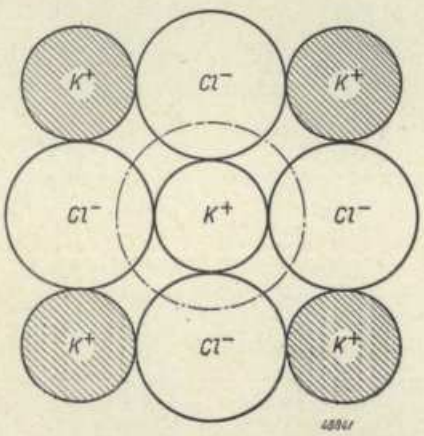

Fig. 2. Structuur van een KCl-kristal met kaliumionen en chloorionen in de juiste ligging en grootte. De streep-puntlijn geeft aan, welke ruimte een kaliumatoom ter plaatse van een K^+-ion zou innemen.

afmetingen van de ionen en van het kaliumatoom in de juiste verhouding zijn weergegeven, blijkt, dat het electron tijdens zijn normale beweging heel vaak op een plaats halverwege tusschen twee naburige K^+-ionen zal komen, zoodat het gemakkelijk van het eene ion naar het andere zal worden doorgegeven. Een kleine electrische veldsterkte is voldoende om een gerichte beweging van de electronen te veroorzaken, die zich manifesteert als electrische geleiding.

Wij kunnen echter eveneens gemakkelijk begrijpen, dat het in een stoechiometrisch KCl-rooster zeer moeilijk zal zijn, een electron los te maken uit één van de ionen, waaruit het rooster bestaat. Hiervoor komt alleen een Cl^--ion in aanmerking, aangezien immers de ionisatie van een K^+-ion 44 eV kost. Ook het verwijderen van een electron van een Cl^--ion kost nog vrij veel energie, doordat de electrostatische bindingskrachten. zooals wij zagen, die toestand stabiliseeren, waarbij de binding tot stand komt door ionen. We moeten daarom niet alleen de energie leveren, noodig om Cl^- van een electron te berooven (3,6 eV; zie boven), doch bovendien de electrostatische krachten overwinnen, afkomstig van het omringende rooster, waarbij de attractie afkomstig van de omringende positieve K^+-ionen overheerscht. De potentieele energie die een electron ter plaatse van een Cl^--ion bezit tengevolge van de electrostatische roosterkrachten, is immers $-M \cdot e^2/r$ of $-8{,}0$ eV. In stoechiometrisch KCl, waar de electronen, afkomstig van de kaliumatomen, zijn gebonden door juist evenveel chlooratomen, en in het algemeen in ionenroosters van stoechiometrische samenstelling, is dus de energie, noodig om electronen uit de negatieve ionen los te maken, aanzienlijk, met het gevolg, dat de e stoffen ongekleurd zijn en geen electronengeleiding vertoonen. Wij behoeven weliswaar niet de volle $3{,}6 + 8{,}0 = 11{,}6$ eV toe te voeren [2]) om een electron van een Cl-ion uit het veld der omringende ionen te verwijderen en vrij door het rooster te laten loopen. Noodzakelijk en voldoende is de energietoevoer van slechts 9,4 eV, overeenkomende met de boven besproken absorptie bij 1310 Å. Toch blijft dit een aanzienlijk energiebedrag.

Men kan de hier gegeven beschouwing over de verschillende energie-toestanden waarin de electronen in een KCl-kristal kunnen verkeeren ook in een eenigszins andere vorm gieten, waarbij een nauwere aansluiting wordt gezocht met de quantummechanische theorie van de vaste stof. De quantummechanica leert nl. dat de energie van een electron in een vaste stof niet alle a priori mogelijke waarden kan hebben. Bepaalde energiegebieden zijn voor electronen „verboden", andere „toegestaan", waarbij deze laatste „energiebanden" worden genoemd. De situatie wordt schetsmatig voorgesteld in *fig. 3a*. De verschillende arceering van de daar geteekende drie energiebanden duidt aan, dat de onderste twee door electronen „bezet" zijn, de bovenste daarentegen „onbezet". Deze

[2]) Bijv. doordat de omgeving van het achterblijvende „positieve gat" zich op de verandering instelt en er dus nog een zekere polarisatie-energie wordt gewonnen. Voorts is bij de schatting ondersteld, dat de electronen in de geleidende toestand met een bindingsenergie nul zijn gebonden, omdat zij zich bij hun beweging door het rooster afwisselend bij K^+- en Cl^--ionen bevinden. In werkelijkheid hebben deze electronen nog een zekere wisselwerking met het rooster. De geheele hierboven gegeven schatting is slechts ruw.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uitdrukkingswijze vereischt eenige toelichting. Men moet zich nl. een energieband voorstellen als een aantal zeer dicht bij elkaar gelegen energieniveaus. Volgens de quantummechanica kunnen twee willekeurige electronen, die deel uitmaken van eenzelfde systeem (bijv. een stuk vaste stof), nooit precies gelijke energie hebben. In ons geval beteekent dit, wat anders uitgedrukt, dat elk niveau van een energieband door ten hoogste één electron kan worden bezet. Zijn nu alle niveaus van een energieband door electronen bezet, dan zegt men dat de band „bezet" of „vol" is. Is geen enkel niveau van een band door electronen bezet, dan spreekt men van een „onbezette" band of „lege" band. Een energieband kan natuurlijk ook slechts gedeeltelijk bezet zijn (zie fig. 3*b*). Het geleidingsvermogen

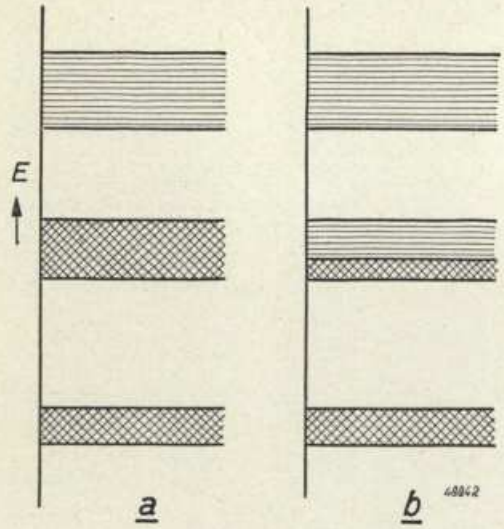

Fig. 3. Schematische voorstelling der energiebanden van electronen in een vaste stof. De waarden van de electronenenergie E, die tusschen de met de banden correspondeerende waarden liggen, zijn „verboden". Alle energiebanden, die zich beneden de drie hier geteekende bevinden, zijn door electronen vol bezet en alle energiebanden, die zich er boven bevinden, zijn onbezet. In het geval *a*) zijn er geen gedeeltelijk bezette energiebanden: de twee onderste banden zijn geheel bezet (dubbel gearceerd), de bovenste band is onbezet (enkelvoudig gearceerd); de stof is een isolator. In het geval *b*) is er wel één gedeeltelijk bezette energieband (de middenband): de stof is een geleider (bijv. een metaal).

van een stof hangt nu af van de wijze, waarop de energiebanden door electronen bezet zijn. Zijn nl. alle energiebanden òf geheel bezet, òf geheel onbezet, dan is de stof in het algemeen een isolator (fig. 3*a*); is er daarentegen een energieband, die slechts gedeeltelijk bezet is, dan hebben we te maken met een geleider (fig. 3*b*). Dit staat in nauw verband met het feit, dat er in het eerste geval een eindige, eventueel groote energievermeerdering noodig is om een electron naar een hooger, onbezet niveau over te brengen, in het tweede geval daarentegen een practisch oneindig kleine. De ligging en breedte van de energiebanden van een stof hangen van zijn chemische samenstelling en van zijn kristalstructuur af [3]).

In dit artikel is uitgegaan van de vereenvoudigende beschouwingswijze, dat het KCl-rooster een i o n e n rooster is. In dit beeld behoorden de electronen welke met opbrenging van het kleinst mogelijk energie-bedrag kunnen worden losgemaakt tot de Cl^--ionen. Ook volgens de quantummechanica blijft een dergelijke beschouwingswijze voor een sterk polaire stof als KCl in hooge mate juist. De energietoestand van de in de Cl^--ionen gebonden electronen komt dus overeen met die van de hoogste bezette band van KCl. De toestand van electronen, die door toevoer van een energiebedrag van ten minste 9,4 eV uit deze Cl^--ionen zijn vrijgemaakt en min of meer vrij door het rooster kunnen loopen, komt overeen met die van de laagste onbezette band. De ligging der banden in stoechiometrisch KCl is schematisch weergegeven in *fig. 4a*. Bij het absolute nulpunt der temperatuur zijn alle electronen in hun grondtoestand, en daar alle Cl^--ionen volledig zijn, is de band A volledig bezet. Er zijn dan ook geen electronen over in de aangeslagen toestand en de energieband B is dus volmaakt „leeg". De afstand tusschen deze beide banden is zoo groot, dat ook bij kamertemperatuur nog slechts zeer weinig electronen van band A naar band B zijn overgegaan.

In kaliumchloride, dat overmaat kalium bevat, moeten de extra-electronen, afkomstig van de overmaat kaliumatomen, op andere plaatsen worden ondergebracht, waar ze uiteraard niet zoo sterk kunnen zijn gebonden als in de Cl^--ionen. Over de aard van deze bindingstoestand, die zoowel in door verhitting in kaliumdamp verkleurd KCl als in fotochemisch verkleurd KCl aanwezig moet zijn, heeft men zich in de laatste tijd (J. H. de Boer, Mott) het volgende beeld gevormd.

Wordt in een KCl-kristal een overmaat kalium ingebouwd, dan komt dit waarschijnlijk niet tot stand, doordat de in het rooster gevormde K^+-ionen tusschen de normale rooster-ionen hun plaats vinden. Door Schottky e.a. is aannemelijk gemaakt, dat ook een stoechiometrisch KCl-kristal een aantal roosterfouten in de vorm van onbezette

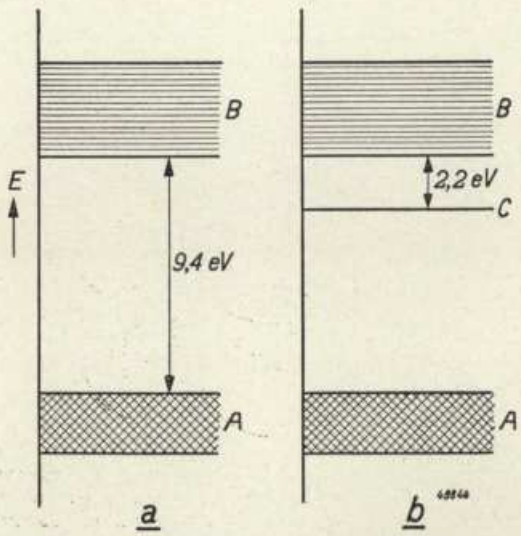

Fig. 4. Vereenvoudigd schema van energiebanden:
a) in het geval van stoechiometrisch KCl met een ongestoord kristalrooster, dus ongekleurd (band A is volbezet, band B is leeg);
b) in het geval van KCl met roosterstoringen, dwz. gaten (vgl. fig. 5). In dit laatste geval is een nieuwe zeer smalle energieband C aanwezig, hier als een scherp niveau geteekend; is KCl niet-stoechiometrisch of werd het met röntgenstralen bestraald, dan is band C gedeeltelijk bezet en het kristal heeft een violette kleur. Door belichting met geel licht of door verwarming kunnen dan electronen van C naar B worden overgebracht, waardoor B gedeeltelijk bezet wordt, hetgeen van gekleurd KCl een geleider maakt.

[3]) Beschouwingen over energiebanden zijn in dit tijdschrift eveneens toegepast ter verklaring van het gedrag van sperlaagfotocellen (zie Philips techn T. **8**, 65, 1946) en van luminesceerende stoffen (zie Philips techn. T. **6**, 353, 1941).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

plaatsen bevat; er ontbreken dan K^+-ionen en Cl^--ionen in gelijk aantal (*fig. 5a*). In niet stoechiometrisch KCl met overmaat kalium ontbreken er meer Cl^--ionen dan K^+-ionen, de overmaat aan K^+-ionen bevindt zich dus op normale roosterplaatsen; de extra-electronen (men heeft immers K-atomen in het kristal gebracht) zullen zich daarbij bij voorkeur ophouden op de plaatsen van de ontbrekende Cl^--ionen (fig. 5*b*). De bovengenoemde energie van 2,2 eV is de energie, waarmee zij op deze „stoorplaatsen" zijn gebonden.

Wordt een stoechiometrisch KCl-kristal met röntgenstralen of ultraviolet licht bestraald, dan is het resultaat dat van sommige Cl^--ionen een electron wordt afgesplitst; de aldus vrijgemaakte electronen zullen zich weer bij voorkeur ophouden op de plaatsen van de ontbrekende Cl^--ionen, zoodat de bindingsenergie van deze electronen weer 2,2 eV is (fig. 5*c*).

Het verschil tusschen het door röntgenstralen gekleurde KCl en het door verhitten in kaliumdamp gekleurde KCl bestaat dus hierin, dat het eerste, behalve ionen en overtollige electronen, ook neutrale chlooratomen bevat, nl. op de plaatsen, waar een chloorion van het rooster onder invloed van de straling een electron heeft afgestaan. Vandaar, dat alleen KCl, dat door röntgenstralen is gekleurd, door verwarming of door bestraling met licht uit zijn absorptieband van 5600 Å weer verbleekt; immers alleen dáár bezitten de electronen, die opnieuw zijn vrijgemaakt, de mogelijkheid naar de vrije plaatsen te loopen en dan weer chloorionen te vormen.

Uit de in het voorgaande gegeven schattingen volgt, dat de plaatsen van ontbrekende Cl^--ionen inderdaad geschikt zijn om een electron te vangen. Immers, voor de potentieele energie van een electron in het middelpunt van de Cl-holte vinden wij weer $-1{,}75 \cdot e^2/r = -8{,}0$ eV. In werkelijkheid is de potentieele energie in de holte aanmerkelijk minder negatief, tengevolge van de polarisatie van de onmiddellijke omgeving (vgl. noot [2]). Bovendien behoudt het electron een zekere beweging, waardoor het zich niet steeds in het middelpunt van de holte bevindt en een zekere kinetische energie bezit. Dientengevolge ligt de resulteerende energie ongeveer 2,2 eV lager dan die van de geleidende toestand.

Men kan ook voor niet-stoechiometrisch KCl aansluiting zoeken met de boven geïntroduceerde quantummechanische beschouwingen over de energiebanden in vaste stoffen.

Het schema van energiebanden van een door overmaat kalium gekleurd KCl-kristal wordt in fig. 4*b* weergegeven. Bij het absolute nulpunt der temperatuur verkeeren alle extra-electronen in zulk een kristal in de energieband *C*. Deze energieband kan ook aanwezig zijn in stoechiometrisch KCl, doch hier is hij volledig onbezet (tenzij dat er daarin electronen van band *A* door bestraling met röntgenstralen worden gebracht). De voorwaarde voor de aanwezigheid van band *C* is slechts de aanwezigheid van onbezette plaatsen in het kristalrooster van KCl.

Daar de extra-electronen in gekleurd KCl zich op vrij groote afstanden van elkaar bevinden en dus weinig invloed op elkaar uitoefenen, hebben zij alle ongeveer dezelfde energie, dwz. band *C* is zeer smal, bijna een scherp niveau. De fotogeleiding door bestraling met geel licht, of de geleiding optredend bij verwarming van het gekleurde KCl tot ongeveer 500 °C, worden nu in dit bandenschema geïnterpreteerd als gevolg van het feit dat een aantal electronen wordt overgebracht van band *C* in de onbezette „geleidingsband" *B*.

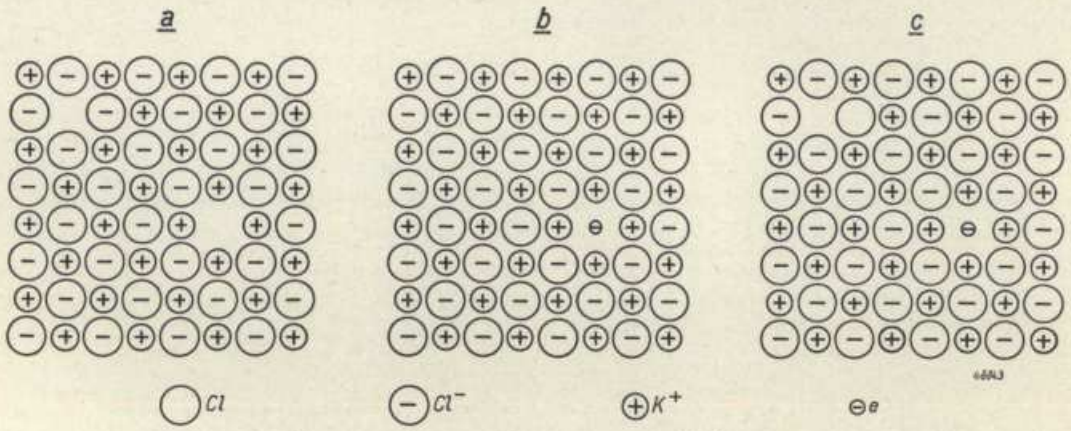

Fig. 5. Schematische voorstelling van de structuur van KCl:
a) Stoechiometrisch KCl met roosterfouten, dwz. onbezette plaatsen (in de figuur is één K^+-gat en één Cl^--gat geteekend).
b) KCl met overmaat kalium; het K-atoom, dat in het rooster is gebracht, splitst zich in een K^+-ion waardoor het K^+-gat wordt bezet, en een electron (*e*) dat zich ter plaatse van het Cl^--gat bevindt.
c) Stoechiometrisch KCl bestraald met röntgen- of ultraviolette stralen; het electron, dat daardoor van een Cl^--ion (bij het K^+-gat) is afgesplitst, komt in het Cl^--gat terecht.
Bij het proces van verkleuring (door de overmaat kalium of door bestraling) veranderen de gaten in het algemeen van plaats. Met deze plaatsverandering is echter in de figuur, ten behoeve van de overzichtelijkheid, geen rekening gehouden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het is mogelijk de hier gegeven schattingen voor de energie van de verschillende toestanden der electronen in het rooster der alkalihalogeniden door nauwkeuriger berekeningen te vervangen, zoodat kan worden gezegd, dat datgene, wat wij thans weten en begrijpen van de geleidingsverschijnselen in de alkalihalogeniden, een min of meer afgesloten geheel vormt. Over andere gevallen, zooals de technisch zooveel belangrijker oxydische halfgeleiders, is de theorie minder ver uitgewerkt, omdat kwantitatieve berekeningen hier veel moeilijker zijn. De verschijnselen zijn niettemin sterk analoog.

Wij kunnen nu ook iets nader ingaan op de in het voorgaande beschreven proef, waarbij de verkleuring van niet-stoechiometrisch KCl bij hooge temperatuur uit het kristal liep.

Bij de temperatuur van de proef worden door de thermische beweging voortdurend electronen uit de zwakgebonden toestand (in „Cl^--gaten") in de geleidende toestand gebracht. Onder invloed van het electrische veld zullen zij over de tijd gemiddeld een gerichte beweging naar de positieve electrode uitvoeren. Zij zullen daarbij soms door leege „Cl^--gaten" weer worden gevangen, na een zekere tijd daaruit opnieuw worden vrijgemaakt, enz. Bij de positieve electrode aangekomen, zullen zij daarin tenslotte verdwijnen. Is het contact met de negatieve electrode zeer goed, dan zullen aldaar electronen worden nageleverd door overgang van electronen van de electrode naar het kristal. De stroomdoorgang is dan uitsluitend door de waargenomen stroomsterkte te registreeren. Het kristal blijft gekleurd.

De in de proef beschreven verschijnselen treden op, als het contact aan de negatieve electrode onvolledig is, zoodat de overgang van electronen uit de electrode naar het kristal bemoeilijkt is. Er ontstaat dan een dun laagje van ongekleurd KCl tusschen de electrode en het gekleurde kristal. Dit laagje heeft een veel geringer geleidingsvermogen dan het gekleurde KCl; toch is dit geleidingsvermogen niet geheel nul, doordat nl. bij de temperatuur van de proef KCl eenigermate electrolytisch geleidend is, doordat de ionen of, waarschijnlijker, de aanwezige „ionen-gaten" reeds een zekere beweeglijkheid bezitten. Het stroomtransport, hoewel geleidelijk afnemend met toenemende dikte van het ongekleurde gedeelte van het kristal, wordt hierin dus door een ionenstroom onderhouden, waarbij zich K^+-ionen aan de oppervlakte van het kristal tegenover de negatieve electrode verzamelen, die aldaar ontladen worden en zich als vrij kalium afscheiden. Daar het geheele kristal electrisch overal neutraal blijft, is de hoeveelheid afgescheiden kalium aequivalent met de hoeveelheid electronen die in de andere electrode overgaat. Het geheele verschijnsel komt dus hierop neer, dat de overmaat aan kalium uit het kristal verdwijnt doordat aan de eene electrode electronen en aan de andere electrode de aequivalente hoeveelheid K^+-ionen wordt afgestaan. Daarbij constateert men, dat de extra-electronen en de violette kleur ook plaatselijk aan elkander zijn gebonden. Men kan dus zeggen, dat deze proef de beweging van geleidingselectronen zichtbaar maakt.

Practische toepassingen

Wat de isolatiematerialen betreft, heeft men in de practijk reeds een zoodanige keuze gedaan, dat men zich in het algemeen niet bedient van materialen, waarbij een afwijking van de stoechiometrische samenstelling gemakkelijk optreedt. Indien men om andere redenen toch nog overgaat tot het toepassen van een dergelijke stof, moet men met de mogelijkheid van dergelijke afwijkingen zorgvuldig rekening houden. Als voorbeeld kan hier dienen het reeds genoemde titaanoxyde, toegepast als diëlectricum voor condensatoren. Dit materiaal moet door verhitten op hooge temperatuur gesinterd worden. Eén van de voorzorgsmaatregelen, die men bij de verhitting moet nemen, bestaat hierin, dat de gasatmosfeer en de warmtebehandeling zoodanig moeten worden gekozen, dat in het eindproduct geen spoor van een reductie tot lagerwaardige titaanoxyden aanwezig is. In het bijzonder blijken de verliezen in een hoogfrequent wisselveld (diëlectrische verliezen) zeer gevoelig te zijn voor een zeer geringe afwijking van de stoechiometrische samenstelling van TiO_2. Chemisch niet aan te toonen hoeveelheden titaan van een lagere oxydatietrap kunnen de normale waarde der diëlectrische verliezen ($\operatorname{tg}\delta$ eenige malen 10^{-4}) met een factor 10 of 100 verhoogen. Door de betrekkelijk gemakkelijke reductie van TiO_2 is men ook in het gebruik van dit materiaal eenigszins beperkt en moet men een aanraking met organische materialen bij temperaturen boven een paar honderd °C vermijden.

Evenals de invoering van kaliumatomen (met één electron meer dan de K^+-ionen) in KCl het invoeren van geleidingselectronen beteekent, brengen wij met een overschot van titaan op de een of andere wijze zwak gebonden electronen, die de geleidingsverschijnselen veroorzaken, in het kristalrooster van TiO_2. Men kan zich voorstellen, dat daartoe een gedeelte van de Ti^{4+}-ionen is veranderd in Ti^{3+}-ionen door een electron op te nemen; wellicht is echter deze opvatting te eenvoudig en is de toestand van deze gebonden electronen in sterke mate te vergelijken met die in verkleurd KCl.

Voor de in het begin van dit artikel genoemde weerstandsmaterialen maakt men juist gebruik van dergelijke eigenschappen van sommige oxyden. Deze materialen bevatten, behalve oxyden met isoleerende eigenschappen, veelal een zeker percentage oxyden, die gemakkelijk in de geleidende toestand zijn te brengen of gewoonlijk reeds daarin verkeeren. Behalve titaanoxyden gebruikt men hiervoor bijv. ijzeroxyden, waarin de geleiding wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van Fe^{2+}-ionen, die weer één electron meer bevatten dan de bovendien aanwezige Fe^{3+}-ionen. Op deze materialen hopen wij binnenkort uitvoeriger in te gaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

INSTALLATIES VOOR VERBETERDE OMROEPONTVANGST

door P. CORNELIUS en J. van SLOOTEN. 621.396.666:621.396.677.1

De omroepontvangst wordt vaak ongenietbaar gemaakt door verschillende oorzaken, waarvan de voornaamste zijn: het selectieve sluiereffect, en de storing door zenders op naburige golflengten. Dank zij het feit dat het sluiereffect op verschillende plaatsen zelden gelijktijdig optreedt, kunnen de onaangename gevolgen er van met succes worden bestreden door op eenige onderlinge afstand ontvangers te plaatsen (meerpuntsontvangst), waarvan slechts diegene met de luidspreker(s) wordt verbonden waar momenteel de ontvangst het beste is. Een apparatuur is uitgewerkt, die dit automatisch bewerkstelligt. In de practijk blijken drie ontvangposten, op afstanden van omstreeks 1 km, voldoende te zijn. Storingen, van andere zenders afkomstig, kunnen worden bestreden door toepassing van gerichte ontvangst met behulp van een raamantenne, bij voorkeur in combinatie met een gewone antenne. Dank zij de hiermee bereikbare storingsvrijheid kan men de bandbreedte van het ontvangtoestel zonder bezwaar aanzienlijk opvoeren, hetgeen de geluidskwaliteit ten goede komt. De meerpunts- en de gerichte ontvangst laten zich goed combineeren. De eerstgenoemde komt echter slechts in aanmerking voor gevallen waar men het opgevangene aan een groot aantal luisteraars doorgeeft.

Inleiding

Om een omroepzender zoodanig te kunnen ontvangen dat de weergave van de muziek en het gesproken woord aan redelijke eischen voldoet, is het noodig dat het veld van de zender ter plaatse van de ontvanger minstens een bepaalde sterkte heeft. Deze minimale veldsterkte wordt theoretisch bepaald door de in iedere ontvanger aanwezige ruischspanningen[1]) en door de bijna steeds voorkomende atmosferische en locale storingen.

Iedere bezitter van een omroepontvanger, die geregeld luistert, of tracht te luisteren, naar de programma's van ver verwijderde zenders, kan echter constateeren dat er in de practijk verschillende oorzaken zijn, die dikwijls een redelijk genietbare ontvangst onmogelijk maken, ook al is de veldsterkte grooter dan de zooeven genoemde minimale. Deze oorzaken zijn:

1) de zoogenaamde selectieve sluiering, en
2) de storingen door andere zenders.

In het volgende zal worden uiteengezet hoe deze beide effecten door toepassing van speciale ontvangmethoden grootendeels kunnen worden opgeheven. Jammer genoeg zijn deze methoden nog te gecompliceerd en te kostbaar om op groote schaal door individueele luisteraars te kunnen worden toegepast. Anderzijds zijn zij eenvoudig en betrouwbaar genoeg om overal daar ingang te kunnen vinden, waar men aan een goede ontvangst van ver verwijderde zenders eenige kosten wil besteden, zooals het geval kan zijn in groote inrichtingen als bijv. ziekenhuizen, waar men de beschikbare programma's wil doorgeven aan een groot aantal luisteraars.

Wij zullen thans de beide laatstgenoemde oorzaken van slechte ontvangst afzonderlijk bespreken en methoden aangeven om ze onschadelijk te maken. Hoewel deze methoden voor de beide storingsoorzaken verschillend zijn, zal blijken dat aan een combinatie er van tot één ontvangsysteem principieel geen enkel bezwaar is verbonden.

Selectieve sluiering en de bestrijding er van

Het is een bekend verschijnsel dat men na het invallen van de duisternis allerlei ver verwijderde omroepzenders kan ontvangen die overdag nagenoeg onhoorbaar zijn. Dit staat in verband met het feit dat de voortplanting der radiogolven, in het bijzonder over groote afstanden, sterk afhankelijk is van de toestand der ionosfeer. De ionosfeer is een zich op groote hoogte bevindend gebied van de dampkring, waarin o.a. onder invloed van de ultraviolette zonnestraling door ionisatie één of meer electrisch geleidende lagen ontstaan[2]). Radiogolven die deze laag met een gunstige invalshoek treffen, worden, mits zij een voldoend groote golflengte hebben, er door naar de aarde teruggebogen. De toestand der ionosfeer vertoont in de loop van een etmaal een geleidelijke periodieke wijziging wegens de varieerende bestraling door de zon. Vooral voor de omroepgolven met golflengten van 200-600 m zijn hierdoor in de avonduren gunstige voorwaarden aanwezig voor het overbruggen van groote afstanden.

Behalve deze dagelijksche schommelingen (en andere, met nog langere perioden), bestaan er veel

[1]) Over het ruischen van ontvangers zie bijv. Philips techn. T. 3, 193, 1938.

[2]) Een samenvattend artikel over het onderzoek der ionosfeer is verschenen in Philips techn. T. 8, 111, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

snellere en minder regelmatige veranderingen in de ionisatietoestand. Deze beïnvloeden de interferentieverschijnselen, die ontstaan doordat de van een zender uitgaande golven een ontvangantenne langs bijv. twee wegen kunnen bereiken, hetzij één langs het aardoppervlak en één via de ionosfeer, hetzij beide via de ionosfeer. Door de zooeven genoemde grillige veranderingen in de ionendichtheid der ionosfeer verplaatsen de interferentiemaxima en -minima zich telkens, hetgeen zich in een ontvangstation uit als een voortdurend op en neer gaan van de veldsterkte, afkomstig van de veraf gelegen zender. Dit verschijnsel noemt men sluiering („fading"); het treedt op golflengten van 200-600 m alleen 's nachts en gedurende de schemering op, daar slechts dan de ionosfeer bij de ontvangst is betrokken.

Zoolang de wegen waarlangs de golven de ontvangantenne bereiken, slechts verschillen vertoonen van de orde van de draaggolflengte, treedt het sluiereffect gelijktijdig voor de draaggolf en de zijbanden op. Dank zij de in de regel in een radio-ontvanger aanwezige automatische sterkteregeling bemerkt men er dan meestal weinig van. Ernstiger wordt de toestand, als de genoemde wegverschillen van de grootte-orde worden van golflengten die overeenkomen met de audiofrequenties van de modulatie. De sluiering is dan sterk selectief, dat wil zeggen, in hooge mate afhankelijk van de modulatiefrequentie. Voor de componenten van het door een omroepzender uitgezonden frequentiespectrum kan op een gegeven oogenblik de overdracht dus zeer verschillend zijn. Dit kan leiden tot ernstige vervorming van het signaal. In het bijzonder is dit het geval, wanneer de veldsterkte van de draaggolf te klein wordt ten opzichte van die der zijbanden, zoodat zoogenaamde overmodulatie optreedt. Het totaal onverstaanbaar worden van de spraak, dat men vaak kan constateeren, wordt hierdoor veroorzaakt.

Dit ongewenschte verschijnsel der selectieve sluiering kan in principe op twee manieren worden bestreden. Een methode bestaat uit het in de ontvanger kunstmatig versterken van de draaggolf. Afgezien van het feit dat dit technisch vrij ingewikkeld en kostbaar is, is het gebleken niet afdoende te zijn, al kan men er ongetwijfeld een belangrijke verbetering van de gemiddelde kwaliteit der ontvangst mee verkrijgen.

De tweede methode, die eenvoudiger is en tevens meer voldoening geeft, maakt gebruik van de omstandigheid dat de sluiering niet alleen snel met de tijd, maar ook plaatselijk sterk verandert. Op eenige afstand van elkaar gelegen en op dezelfde zender afgestemde ontvangers blijken zelden gelijktijdig last van selectieve sluiering te hebben. De bedoelde methode berust hierop dat men van twee of meer dergelijke ontvangers de signalen met elkaar vergelijkt en automatisch het beste signaal uitkiest. Men noemt dit meerpuntsontvangst.

Bij ontvangstproeven, in het Philips Laboratorium in 1939 uitgevoerd, is o.a. gevonden dat door combinatie van twee ontvangers op ca 800 m van elkaar gelegen, de ontvangst van een sterk aan selectieve sluiering onderhevige zender (golflengte 450 m) zoodanig werd verbeterd dat het verschijnsel bijna niet storend meer was. Werd het aantal ontvangposten uitgebreid tot drie, op wat grootere onderlinge afstanden (ca 2 km), dan was de selectieve sluiering nog maar ternauwernood merkbaar. De ontvangstkwaliteit verbeterde daarbij van „zeer hinderlijk gestoord" tot „zeer goed".

Hoewel de combinatie van de meerpuntsontvangst met de daarvóór genoemde draaggolfversterking mogelijk is en theoretisch tot verdere verbetering kan leiden, is bij onze proeven van de wenschelijkheid hiervan weinig gebleken, daar reeds zonder deze technisch bezwaarlijke complicatie een voldoende verbetering mogelijk is.

Na deze algemeene opmerkingen zullen wij in het kort beschrijven hoe de meerpuntsontvangst technisch werd uitgevoerd. In ieder der drie ontvangposten (*I*, *II* en *III* in *fig. 1*) bevonden zich twee ontvangtoestellen: een speciale omroepontvanger (*A*) van hooge kwaliteit, die een laagfrequent signaal van ca 1 volt leverde, en een eenvoudige omroepontvanger (*B*) waarvan een gelijkgerichte spanning betrokken werd, welke als maat diende voor de plaatselijke signaalsterkte. (Uiteraard zouden deze beide spanningen ook kunnen worden ontleend aan één enkele, speciaal daarvoor ingerichte ontvanger.) De beide spanningen, het laagfrequente signaal en de gelijkgerichte spanning, werden over aders van het plaatselijke telefoonnet overgebracht naar een centraal punt van ontvangst. Daar was een van relais voorzien schakelapparaat (*C*) opgesteld, waarin dàt laagfrequente signaal met de uitgangsklemmen werd verbonden, dat correspondeerde met de grootste gelijkgerichte spanning, dus dat afkomstig was van de ontvangpost, waar tijdelijk de grootste veldsterkte heerschte. Het principeschema van het schakelapparaat is weergegeven in *fig. 2*.

De werking van deze schakeling is in het kort als volgt. Drie trioden (of penthoden), T_1, T_2 en T_3, bevatten elk in de anodekring de spoel van een relais (Re_1, Re_2, Re_3) en een anodeweerstand (R_{a1}, R_{a2}, R_{a3}): zij worden over een gemeenschappelijke kathodeweerstand R_k gevoed uit een spanningsbron,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

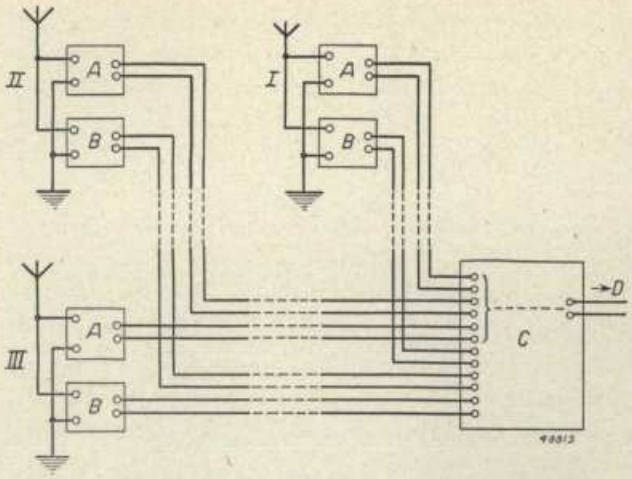

Fig. 1. Schematische voorstelling van een ontvangmethode waarbij men nagenoeg geen last heeft van selectieve sluiering. *I*, *II* en *III* zijn verspreid staande ontvangposten (op onderlinge afstanden van de orde van 1 km), ieder met twee ontvangtoestellen, *A* en *B*, waarvan de uitgangen over leidingen met een schakeltoestel *C* op een centraal punt zijn verbonden. De toestellen *A* zijn ontvangers van hooge kwaliteit. Bij *D* wordt een luidspreker of laagfrequentversterker aangesloten. Van de drie toestellen *A* wordt door middel van *C* datgene met *D* verbonden, waar ter plaatse de grootste veldsterkte van het gewenschte zendstation heerscht. Deze wordt gemeten door de eenvoudige ontvangers *B*, die het meetresultaat in de vorm van een gelijkspanning aan *C* leveren.

waarvan $+b$ en $-b$ de polen zijn. Tusschen de anoden zijn drie gelijke, in het midden afgetakte weerstanden (R_1, R_2, R_3) in driehoek geschakeld; de roosters zijn met het midden van de „tegenovergestelde zijden" verbonden. Stelt men zich voorloopig voor dat de klemmenparen B_I, B_{II}, B_{III} zijn kortgesloten, dan zijn de roosters tevens over de gelijke weerstanden R_{g1}, R_{g2} resp. R_{g3} en de weerstand R_d met $-b$ verbonden.

Wegens de symmetrie van de schakeling zou men verwachten dat de drie anodestroomen (i_{a1}, i_{a2}, i_{a3}) even groot zullen zijn. Deze toestand is echter labiel, zooals men gemakkelijk kan inzien door te onderstellen dat bijv. i_{a1} iets grooter wordt dan i_{a2} en i_{a3}: in R_{a1} en de spoel van Re_1 treedt dan een grooter spanningsverlies op dan in R_{a2} enz., de anode van T_1 krijgt een lagere potentiaal dan de anoden van T_2 en T_3, de middens der weerstanden R_2 en R_3 (waarmee de roosters van T_2 en T_3 verbonden zijn) dalen eveneens in potentiaal, zoodat i_{a2} en i_{a3} afnemen, hetgeen de asymmetrie verhoogt, enz. Op analoge wijze kan men inzien dat een toestand waarin twee der buizen een groote en één een kleine anodestroom hebben, evenmin kan blijven bestaan. Stabiel is slechts de toestand waarin één anodestroom de volle waarde heeft en de beide andere zoo goed als nul zijn [3]). Welke buis anodestroom heeft, wordt bepaald door de spanningen die de ontvangtoestellen *B* (fig. 1) aan de klemmen B_I, B_{II}, B_{III}, met de aangegeven polariteit, toevoeren, en die toenemen met de plaatselijke veldsterkte van de gewenschte zender. Stel, op een bepaald oogenblik is deze veldsterkte in post *II* het grootst; de spanning aan klem $+B_{II}$ is dus hooger dan die aan $+B_I$ en $+B_{III}$. Zij treedt via de diode D_2 bijna ten volle ook aan de weerstand R_d op en belet daardoor dat de lagere spanningen, van de posten *I* en *III* afkomstig, over de dioden D_1 resp. D_3 stroom veroorzaken. $+B_{II}$ heeft dus ongeveer de potentiaal 0 ten opzichte van $-b$; $+B_I$ en $+B_{III}$ echter hebben negatieve potentialen. Het gevolg is dat T_2 anodestroom zal voeren, en T_1 en T_3 stroomloos zullen zijn. Re_2 verbindt dus het toestel *A* van post *II* met *D*, terwijl de toestellen *A* van de posten *I* en *III* afgeschakeld blijven. Wordt later in bijv. post *III* de veldsterkte het grootst, dan gaat de anodestroom over van T_2 naar T_3 en verbindt Re_3 A_{III} met *D*.

[3]) Een analoge schakeling, echter voor slechts twee buizen, werd aangegeven door Eccles en Jordan, Radio Rev. **1**, 143, 1919; zie ook Electronics **12**, 14, Aug. 1939.

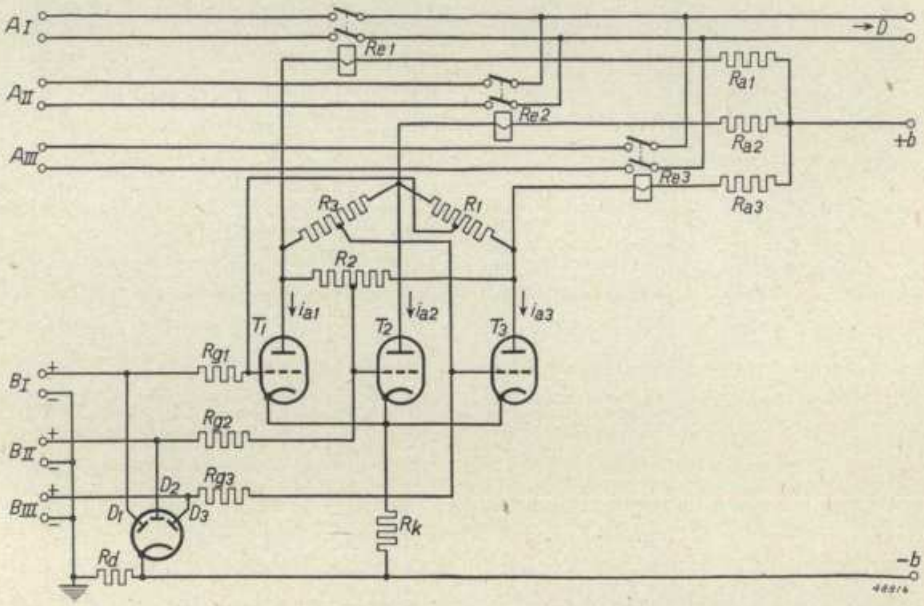

Fig. 2. Schema van het schakeltoestel *C* van fig. 1. De lijnen van de ontvangtoestellen *A* (fig. 1) komen uit op de klemmenparen A_I, A_{II}, A_{III}, waarvan er één over de contacten van relais Re_1, Re_2, of Re_3 met de uitgangsklemmen *D* kan worden verbonden. Welk klemmenpaar dit is, hangt af van de gelijkspanningen aan de klemmen B_I, B_{II}, B_{III}, die met de ontvangtoestellen *B* (fig. 1) zijn verbonden. R_k = kathodeweerstand voor automatische negatieve roosterspanning van de trioden T_1, T_2, T_3; R_{g1}, R_{g2}, R_{g3} = stroombegrenzingsweerstanden; $+b$, $-b$ = polen der anodespanningsbron.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men zou kunnen vreezen dat de korte onderbrekingen, waarmee het omschakelen door de relais gepaard gaat (een fractie van een seconde) en de niet geheel te vermijden veranderingen in de geluidssterkte hinderlijk zouden kunnen zijn. Bij onze proeven werd echter geconstateerd dat hiervan zoo goed als niets te merken was.

Bestrijding van de storingen, afkomstig van andere zenders

Aard der storingen

Een tweede bron van storingen, die de ontvangst maar al te vaak ongenietbaar maakt, zijn zenders, werkzaam op frequenties die weinig van die van de gewenschte zender verschillen. Deze storingen kunnen worden onderscheiden in: 1) een fluit-, eventueel bromtoon, 2) het zoogenaamde overspreken, en 3) de zoogenaamde zijbandinterferentie.

Een fluittoon ontstaat, als het draaggolfsignaal van de storende zender in onvoldoende mate door de afstemkringen van de ontvanger wordt onderdrukt. De frequentie van de toon is gelijk aan het verschil van de frequenties van de gewenschte en de storende zender. Overspreken treedt bijv. op, als de draaggolf en de modulatie van de storende zender in voldoend sterke mate de detector bereiken; men hoort dan het spreken of de muziek van deze zender door het gewenschte programma heen. Onder zijbandinterferentie ten slotte verstaat men de signalen met frequenties die het verschil zijn van die van de storende zijband eenerzijds en de draaggolffrequentie van de gewenschte zender anderzijds. Het resultaat hiervan is een onaangenaam, onverstaanbaar, sissend geluid (in het Engelsch aangeduid met „side-band splash" of „monkey-chatter").

Voor de draaggolven van omroepzenders in het gebied der midden- en lange golven zijn frequentieverschillen van 9000 per/sec voorgeschreven. Vele zenders gaan, ter wille van de geluidskwaliteit, met de modulatiefrequentie veel hooger dan de helft van dit verschil (bijv. tot 10 000 per/sec). Zij kunnen dus op plaatsen waar zij sterk worden ontvangen, zijbandinterferentie veroorzaken in de ontvangtoestellen die op zenders met een naburige golflengte zijn afgestemd.

Om al deze storingen te verminderen neemt men vaak zijn toevlucht tot een verkleining van de doorgelaten bandbreedte, zoowel hoog- en middenfrequent met behulp van de afstemkringen resp. bandfilters, als laagfrequent met een toonfilter, beide middelen eventueel binnen zekere grenzen regelbaar. Het spreekt van zelf dat men hiermee tegelijkertijd de hooge tonen uit het programma van het gewenschte station onderdrukt of verzwakt. In goede radiotoestellen is de geluidsweergave gelijkmatig tot frequenties van max. ca 5000-6000 per/sec (hetgeen een compromis vormt tusschen de kwaliteit der weergave en het aantal omroepzenders, dat men gelijktijdig in een bepaald gebied wil laten werken). De meeste luisteraars echter stellen, met het „oor" op de zooeven genoemde storingen, hun bandbreedte- en toonregelaars zoo in dat reeds de frequenties boven ca 1500 per/sec aanzienlijk verzwakt worden. De weergegeven muziek klinkt dan dof en de spraak is slecht verstaanbaar, welk euvel men dan weer tracht op te heffen door op soms voor anderen hinderlijke wijze de geluidssterkte op te voeren.

Hoe minder de gewenschte en de storende zender in frequentie verschillen, in hoe ernstiger mate zich al deze moeilijkheden voordoen.

Ontvangantennes met richteffect

De storingen afkomstig van andere stations dan het gewenschte kan men veel effectiever bestrijden — en daarenboven zonder opoffering van geluidskwaliteit — door van gerichte ontvangst gebruik te maken. Hierbij past men antennes of combinaties van antennes toe die „richteffect" vertoonen, dat wil zeggen, voor signalen uit bepaalde richtingen gevoeliger zijn dan voor die uit andere richtingen. Het antennesysteem wordt zoo geplaatst resp. ingesteld dat de „gevoeligheid" groot is voor signalen uit de richting van het gewenschte station, en klein voor die uit de richting van de storende zender. Slechts in het zeldzame geval dat deze beide zenders in dezelfde richting liggen, faalt deze methode. Het liefst zou men een antennesysteem willen gebruiken dat signalen uit slechts één richting kan ontvangen, althans uit richtingen die, in het horizontale vlak, geringe hoeken met elkaar maken. Zulke antennes met een „scherp richteffect" kunnen worden verwezenlijkt; hun afmetingen echter zijn grooter dan de te ontvangen golflengte, zoodat hun gebruik tot het gebied der zeer korte golven is beperkt (enkele uitzonderingen daargelaten). Voor de gewone omroepgolflengten (200-2000 m bijv.) zou men tot onaanvaardbare afmetingen en kosten komen, te meer, als men het antennesysteem bovendien nog wil kunnen draaien, om het op verschillende zendstations te richten.

Voor het bedoelde omroepgebied is men voor gerichte ontvangst dus aangewezen op antennesystemen met afmetingen die klein zijn in vergelijking met de golflengte. Men moet zich dan tevreden stellen met antennesystemen welker richteffect hierin bestaat dat uit een of twee richtingen (al naar het systeem is ingericht) weinig of

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niets wordt ontvangen: voor deze richting(en) kiest men dan die van storende zenders. De bedoelde antennesystemen zijn: *a*) de raamantenne, *b*) de raamantenne in combinatie met een gewone antenne. In hetgeen volgt zullen wij deze twee methoden van gerichte ontvangst nader beschouwen.

a) De raamantenne alleen

De magnetische veldsterkte van een electromagnetische golf (van niet te kleine golflengte), die zich langs het aardoppervlak voortplant, is horizontaal gericht en staat loodrecht op de voortplantingsrichting der golf. Een raamantenne is alleen gevoelig voor die component van het magnetische veld die loodrecht op het vlak van de raamantenne staat. Deze component verdwijnt dus, wanneer dit vlak zich loodrecht op de richting naar de zender bevindt. Draait men de raamantenne om een verticale as (andere assen blijven hier geheel buiten beschouwing), dan geldt derhalve voor de amplitude V_α van de spanning, die het magnetische veld in de raamantenne opwekt, het in *fig. 3* voorgestelde horizontale richtingsdiagram, dat door de vergelijking

$$V_\alpha = V_0 \cos \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wordt beschreven. α is hierin de hoek die het vlak van de raamantenne maakt met de richting naar de zender; wijst zij in deze richting ($\alpha = 0$), dan verkrijgt men de maximale amplitude V_0.

Uit fig. 3 zien we dat bij draaiing van de raamantenne over 360° twee scherpe minima in de ontvangststerkte optreden. Op grond hiervan zou men

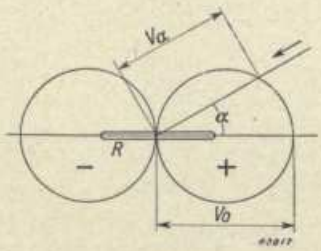

Fig. 3. Horizontaal richtingsdiagram van een raamantenne (R). V_α geeft de spanning aan die in de raamantenne wordt opgewekt door een zender, welks richting een hoek α met het vlak der raamantenne maakt. Deze spanning wordt V_0, als $\alpha = 0$ is. De met + gemerkte cirkel geldt voor van rechts, de met — gemerkte voor van links komende golven.

dus verwachten dat het gebruik van een raamantenne de storingen van een niet-gewenschte zender geheel zou opheffen, mits de richtingen naar deze en de wel gewenschte zender een hoek insluiten, die niet te veel van 90° afwijkt. Dit is echter slechts dan juist, indien men maatregelen heeft genomen om het zoogenaamde antenne-effect van het raam voldoende te verzwakken [4]). Enkele van deze maatregelen komen straks ter sprake.

Onder het „antenne-effect" verstaat men het verschijnsel dat een raamantenne waarbij men de bedoelde maatregelen achterwege gelaten heeft, tegelijkertijd als „gewone" of capacitieve antenne kan fungeeren, dat wil zeggen dat ook de electrische component van een electromagnetische golf er een spanning in kan opwekken. Deze spanning is onafhankelijk van de richting van de raamantenne. In het diagram komt dit o.a. hierin tot uiting dat de minima minder diep (dus niet meer nul) worden, zoodat dan van een storende zender altijd een zeker signaal overblijft. In de aangehaalde artikelen [4]) is besproken, hoe dit antenne-effect zoo goed mogelijk kan worden vermeden.

In het kort zij hier nog het zoogenaamde nacht-effect vermeld (zoo genoemd, omdat het samenhangt met het sluiereffect, dat in hoofdzaak 's nachts optreedt). Dit uit zich hierin dat de signalen van een zender op oogenblikken van sluiering soms uit richtingen schijnen te komen die min of meer van de ware richting van de zender afwijken. Heeft men de ontvangst ontdaan van storende signalen door de raamantenne in de juiste stand te draaien tijdens afwezigheid van sluiering, dan kunnen deze signalen toch weer hoorbaar worden zoodra voor de storende zender sluiereffect optreedt. Wegens het grillige verloop van dit laatste heeft het weinig zin, te trachten de stand van het raam te corrigeeren. Gemiddeld is de storingsvrije stand, bepaald bij afwezigheid van sluiering (dus bijv. overdag), de beste.

b) Combinatie van een raamantenne en een gewone antenne; „cardioïde-" en „cycloïde-ontvangst"

Liggen de te ontvangen en de storende zender ten opzichte van de plaats van ontvangst in ongeveer tegengestelde richtingen, dan kan het gebruik van een raamantenne alleen niet baten, wel echter de toepassing van een combinatie van een raam- met een gewone antenne. Dit wordt in het volgende verduidelijkt. Een zender moge weer in de raamantenne, die wij in zijn richting gedraaid denken, een spanning met de amplitude V_0 opwekken. Een met een eveneens aanwezige gewone antenne verbonden kring wordt nu zoo geregeld dat de zender hierin ook een spanning V_0 veroorzaakt. De beide spanningen kunnen worden gesommeerd, zoodanig dat de amplitude $2V_0$ ontstaat. Draait men nu de raamantenne over 180°, dan keert de fase van de spanning hierin om, zoodat de raam- en de antennespanning elkaar opheffen en men van de bedoelde zender niets meer ontvangt. Uit andere

[4]) M. Ziegler, Philips techn. T. 2, 216, 1937, en P. Cornelius, Philips techn. T. 7, 65, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

richtingen is wel ontvangst mogelijk; voor de gecombineerde spanning V_{res} geldt namelijk

$$V_{res} = V_0 (1 + \cos \alpha). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Deze vergelijking wordt voorgesteld door de hartvormige kromme van *fig. 4*, van welke vorm de naam „cardioïde-ontvangst" afgeleid is [5]).

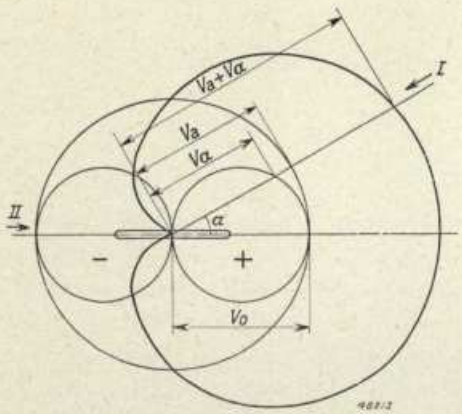

Fig. 4. Richtingsdiagram voor de combinatie van een raamantenne R (cirkels + en — met middellijn V_0, vgl. fig. 3) en een gewone antenne zonder richteffect (groote cirkel, straal V_a). Maakt men $V_a = V_0$, en zorgt men er voor dat V_a en V_0 in fase, resp. in tegenfase zijn, dan ontstaat het hartvormige diagram („cardioïde-ontvangst"). Uit de richting I wordt een signaal $V_a + V_a = V_0$ $(1 + \cos \alpha)$ verkregen; uit richting II wordt niets ontvangen.

Bij dit betoog hebben wij stilzwijgend ondersteld dat de spanning van de raamantenne en die van de gewone antenne 0 of 180 in fase verschillen. In werkelijkheid bestaat tusschen deze beide echter een faseverschuiving van + of — 90°. Men dient dus aan de schakeling een inrichting toe te voegen, die bijv. de antennespanning 90° in fase draait. Deze inrichting kan gecombineerd worden met een amplituderegelaar, waarmee de afgegeven antennespanning op de juiste waarde kan worden gebracht. Een uitvoeringsvoorbeeld hiervan komt straks ter sprake.

Zooals fig. 4 laat zien, heeft het richtingsdiagram bij de beschreven methode één nulpuntsrichting. Met een kleine wijziging is het echter ook mogelijk, twee van zulke, een willekeurige hoek insluitende, richtingen te verkrijgen. Daartoe make men de amplitude van de antennespanning, V_a, kleiner dan die van de maximale spanning V_0 in de raamantenne. Het richtingsdiagram dat hierdoor ontstaat, is een verlengde epicycloïde, reden waarom wij bij deze instelling spreken van cycloïde-ontvangst (de cardioïde is een bijzonder geval van de epicycloïde). De richtingen $\pm \alpha_{min}$, waaruit niets wordt ontvangen, volgen dan uit

$$V_a + V_0 \cos \alpha_{min} = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Door de raamantenne zoo te draaien dat haar vlak de hoek tusschen de richtingen naar twee storende zenders halveert, kan men in principe op deze wijze de storingen van beide onderdrukken.

In werkelijkheid is de onderdrukking van twee storende signalen niet zoo eenvoudig als zij hier werd voorgesteld. Zooals reeds werd vermeld, moet er een inrichting aanwezig zijn om uit de antennespanning een 90° verschoven spanning af te leiden. De verkregen faseverschuiving is echter min of meer afhankelijk van de frequentie. De twee storende zenders zullen gewoonlijk niet op dezelfde frequentie werken. Op de complicaties, die ontstaan als men niettemin voor elk der zenders de faseverschuiving tusschen de twee spanningen nul wil maken — zooals voor storingsvrije ontvangst noodig is — gaan wij hier niet in.

Terugkeerende naar het geval van één storende zender, kunnen wij nog opmerken dat, naar uit (3) blijkt, ook bij een willekeurige stand α van de raamantenne de storende signalen tot nul kunnen worden gereduceerd door $V_a/V_0 = -\cos \alpha$ te maken. Onderstellende dat men steeds aan deze voorwaarde blijft voldoen, kan men nagaan, welke waarde van α het sterkste signaal van de gewenschte zender oplevert. Het vlak van de raamantenne moet hiertoe loodrecht staan op de lijn die de hoek tusschen de richtingen naar de beide zenders halveert, zooals onderstaande berekening aantoont.

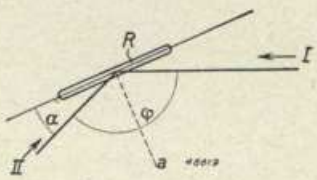

Fig. 5. De richtingen naar de gewenschte zender (I) en de storende zender (II) maken een hoek φ; het vlak van de raamantenne R vormt een hoek α met de richting naar II. De gunstigste ontvangst, bij combinatie van de raamantenne met een gewone antenne, wordt verkregen als het vlak van de raamantenne loodrecht staat op de bissectrice van de hoek φ $(\alpha = 90° - \frac{1}{2} \varphi)$.

In *fig. 5* is met φ de hoek tusschen de richtingen naar de gewenschte zender (I) en de storende zender (II) aangegeven. De raamantenne is in een willekeurige stand geplaatst, waarin haar vlak een hoek α met de richting naar II vormt. Gevraagd de voordeeligste grootte van α te bepalen, dat wil zeggen, die grootte die volledige onderdrukking der

[5]) Toen kort na de bevrijding van Eindhoven de zender „Herrijzend Nederland" op het terrein der Philipsfabrieken in werking kwam (October 1944), deed zich al spoedig de vraag voor, de uitzendingen van „Radio Oranje" uit Engeland te relayeeren. Een voldoend storingsvrije ontvangst van „Radio Oranje", ondanks de talrijke Duitsche stoorzenders, werd pas mogelijk door het gebruik van cardioïde-ontvangst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

storingen van *II* combineert met het sterkste signaal van *I*.

Noemen wij V_a'' de amplitude der spanning die de storende zender *II* in de raamantenne in de aangegeven stand opwekt, en V_0'' deze amplitude, indien het raam op *II* gericht was, dan geldt volgens (1):

$$V_a'' = V_0'' \cos \alpha.$$

De gewone antenne levert een van *II* afkomstige en in grootte en fase instelbare spanning V_a''. Wij nemen aan dat V_a'' steeds op tegenfase met V_r'' wordt ingesteld. De voorwaarde voor het verdwijnen van de storingen van *II* is dan:

$$V_a'' = V_a'' = V_0'' \cos \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Om de waarde van α te vinden, die niet alleen aan (4) voldoet, doch tevens de grootste signaalsterkte van de zender *I* levert, gaan wij nu gebruik maken van het feit dat in een loopende electromagnetische golf, dat wil zeggen, in een stralingsveld op voldoend groote afstand (bijv. meer dan 10 golflengten) van de zendantenne, een vaste verhouding bestaat tusschen de electrische en de magnetische veldsterkte [6]). Daar de gewone antenne op de electrische, de raamantenne op de magnetische component van de golf reageert, bestaat er derhalve voor verschillende zenders dezelfde verhouding tusschen de spanningen, die deze zenders in de gewone antenne resp. maximaal in de raamantenne opwekken. Voeren wij voor de spanningen, van de gewenschte zender *I* afkomstig, de letters V_0', V_a' en V_a' in, met overigens dezelfde beteekenis als boven, dan is dus

$$\frac{V_a'}{V_0'} = \frac{V_a''}{V_0''} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Voorts is wegens (1)

$$V_a' = V_0' \cos \{180° - (\alpha + \varphi)\} = -V_0' \cos (\alpha + \varphi).$$

Gebruik makende van (5), kan men voor (4) schrijven:

$$V_a' = V_0' \cos \alpha.$$

De resulteerende spanning van de gewenschte zender *I* wordt derhalve:

$$V_{res}' = V_a' + V_a' = V_0' \{-\cos(\alpha + \varphi) + \cos \alpha\} = 2\, V_0' \sin {}^1/_2\, \varphi \sin (\alpha + {}^1/_2\, \varphi).$$

Deze uitdrukking wordt maximaal voor $\alpha = 90° - {}^1/_2\varphi$; zij neemt dan de waarde

$$V_{res\,max}' = 2\, V_0' \sin {}^1/_2\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

aan. Men kan de voorwaarde: $\alpha = 90° - {}^1/_2\varphi$, ook zoo uitdrukken: om de maximale signaalsterkte van de zender *I*, en geen storende signalen van de zender *II* te ontvangen, moet men bij de cycloïde-ontvangst de raamantenne zoo draaien dat zij loodrecht staat op de lijn (a in fig. 5), die de hoek φ tusschen de richtingen naar *I* en *II* middendoor deelt.

Met de cardioïde-ontvangst daarentegen (raamantenne in de richting van de storende zender *II* gedraaid: $\alpha = 0$) zou de grootte van de resulteerende spanning van de gewenschte zender *I* bedragen:

$$V_{res\,card.}' = V_0' (1 - \cos \varphi) = 2\, V_0' \sin^2 {}^1/_2\varphi, \quad (7)$$

welke waarde een factor $\sin {}^1/_2\varphi$ kleiner is dan die van (6). Alleen bij $\varphi = 180°$ zijn dus de beide methoden gelijkwaardig.

Volledigheidshalve beschouwen wij nu nog even het geval, waarin men uitsluitend een raamantenne gebruikt. Om de ontvangst storingsvrij te maken, moet men dan $\alpha = 90°$ maken (fig. 5), zoodat het vlak van de raamantenne een hoek $\varphi - 90°$ met de richting naar de zender *I* vormt, die men ontvangen wil. Deze verwekt dus in de raamantenne een spanning V_a', gegeven door

$$V_a' = V_0' \cos (\varphi - 90°) = V_0' \sin \varphi = 2\, V_0' \cos {}^1/_2\varphi \sin {}^1/_2\varphi. \quad . \quad (8)$$

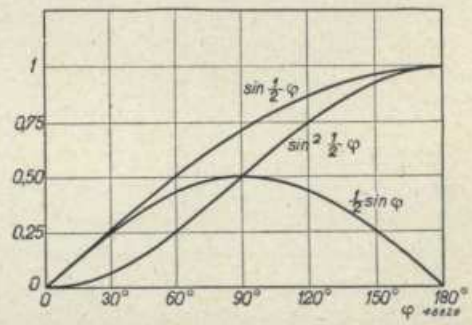

Fig. 6. Als functie van de hoek φ tusschen de richtingen naar de gewenschte en de storende zender is voor drie ontvangmethoden het resulteerende signaal van de gewenschte zender uitgezet (factor $2\,V_0'$ weggelaten). Het storende signaal is steeds volkomen onderdrukt. De kromme ${}^1/_2 \sin \varphi$ ($= \sin {}^1/_2\varphi \cos {}^1/_2\varphi$) geldt voor een raamantenne alleen, de kromme $\sin^2 {}^1/_2\varphi$ voor cardioïde-ontvangst, de kromme $\sin {}^1/_2\varphi$ voor cycloïde-ontvangst, waarbij o.a. is voldaan aan de voorwaarde $\alpha = 90° - {}^1/_2\varphi$ (vgl. fig. 5).

In *fig. 6* zijn de uitkomsten van (6), (7) en (8), met weglating van de in alle drie voorkomende factor $2V_0'$, als functie van de hoek φ tusschen de richtingen naar beide zenders geteekend. Zooals

[6]) In een loopende golf is de verhouding van de electrische veldsterkte tot de magnetische gelijk aan $120\,\pi \approx 377$, indien men zich bedient van gerationaliseerde eenheden van Giorgi met absolute volt en ampere, en dus de genoemde veldsterkten zijn uitgedrukt in V/m resp. A/m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

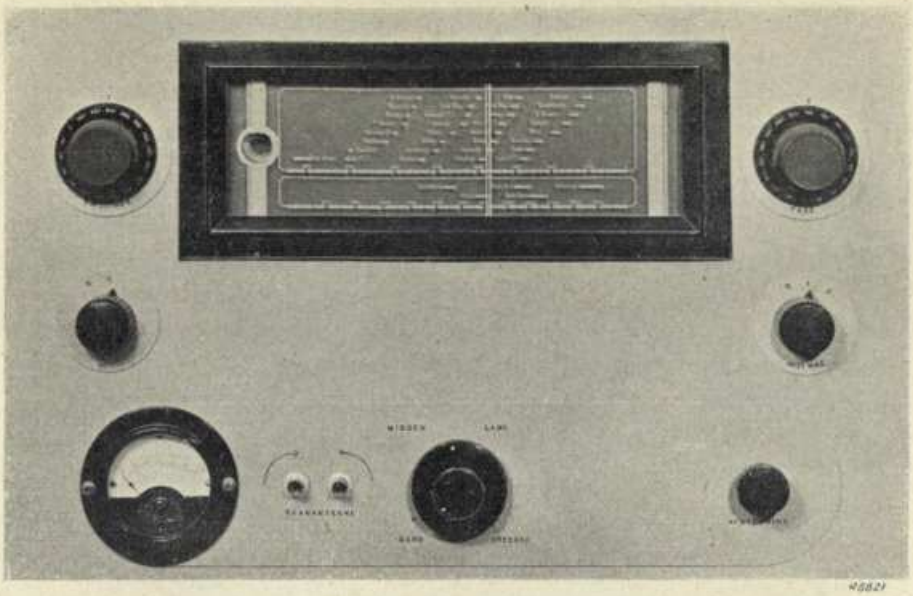

Fig. 7. Ontvangtoestel (type 4578/03) voor cycloïde- en cardioïde-ontvangst. Aan weerszijden van de stationsschaal ziet men de knoppen waarmee aan het signaal van de gewone antenne de juiste amplitude en fase ten opzichte van het signaal uit de raamantenne worden gegeven. Onder deze knoppen links de netschakelaar, rechts een knop die de gewone antenne in de stand „0" uit-, en in de standen „1" en „2" inschakelt; bij overgang van „1" naar „2" wordt de antennekoppelspoel gecommuteerd, zoodat de raamantenne nooit meer dan 180° behoeft te worden gedraaid. Onderaan, van links naar rechts: een meter die de stand van de raamantenne aangeeft (schaal 0°-180°); twee drukknoppen voor de motor die de raamantenne draait (twee draairichtingen); een dubbele knop, waarvan de buitenste de schakelaar „middengolf-"-„lange golf" bedient, en de binnenste in vier trappen de bandbreedte regelt (tot max. $2 \times 10\,000$ per/sec); geheel rechts de afstemknop.

men uit deze figuur ziet, is de cardioïde-ontvangst beter dan die met een raamantenne alleen, indien het richtingsverschil φ meer dan 90° bedraagt; is het kleiner, dan geldt het omgekeerde. De cycloïde-methode, waarbij de raamantenne loodrecht op de bissectrice van φ staat ($\alpha = 90° - {}^1/_2\varphi$), wint het echter steeds van de beide andere methoden. Uit fig. 6 zou men besluiten, dat er bij een klein richtingsverschil φ weinig voordeel te behalen is met de cycloïde-methode met $\alpha = 90° - {}^1/_2\varphi$, ten opzichte van het gebruik van een raamantenne alleen. Men vergete echter niet dat in het laatste geval reeds een klein resteerend antenne-effect een volledige storingsonderdrukking onmogelijk maakt. Met de eerstgenoemde methode is men hiertoe wel in staat, evenals bij cardioïde-ontvangst, die echter, blijkens fig. 6, bij kleine φ ver achterstaat in signaalsterkte van de gewenschte zender.

Practische uitvoering van de apparatuur voor verbeterde omroepontvangst

Het ontvangtoestel en de koppeling met de antennes

Voor de besproken ontvangmethoden heeft Philips een speciaal ontvangtoestel ontworpen (type 4578, *fig. 7*), dat gekenmerkt is door een zeer gelijkmatige versterking in een bandbreedte, die in vier stappen regelbaar is en zich maximaal tot $2 \times 10\,000$ per/sec uitstrekt (dus veel verder dan het geval is bij normale omroepontvangers, waar dit wegens de storingen weinig zin zou hebben).

Van dit toestel bestaan eenige varianten; hiervan is de uitvoering 4578/03 in het bijzonder ontworpen voor cyclo de- en cardio de-ontvangst. *Fig. 8* laat zien hoe de koppeling van de eerste hoogfrequent-

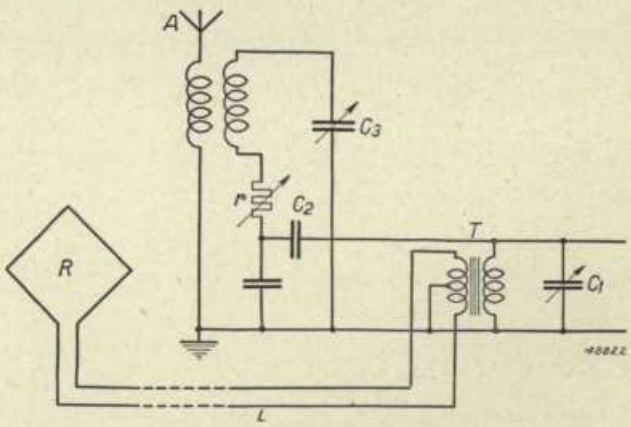

Fig. 8. De raamantenne R is over een leiding L van 12 m lengte op een transformator T aangesloten en vormt met de draaicondensator C_1 de eerste afgestemde kring van het ontvangtoestel. Over de koppelcondensator C_2 met kleine capaciteit worden gelijktijdig de signalen van de gewone antenne A toegevoerd. Deze signalen kunnen door middel van de weerstand r in amplitude, en door middel van de condensator C_3 in fase worden geregeld. De kring waarvan C_3 deel uitmaakt moet ongeveer zijn afgestemd op de golflengte van de storende zender.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kring met de gewone antenne en de raamantenne tot stand komt, hetgeen in het onderschrift nader is toegelicht.

De raamantenne en haar verbinding met het toestel

Om het „antenne-effect" van de raamantenne te verminderen (zie noot [4]), zijn twee maatregelen genomen: het raam (zie *fig. 9*) bestaat uit slechts één

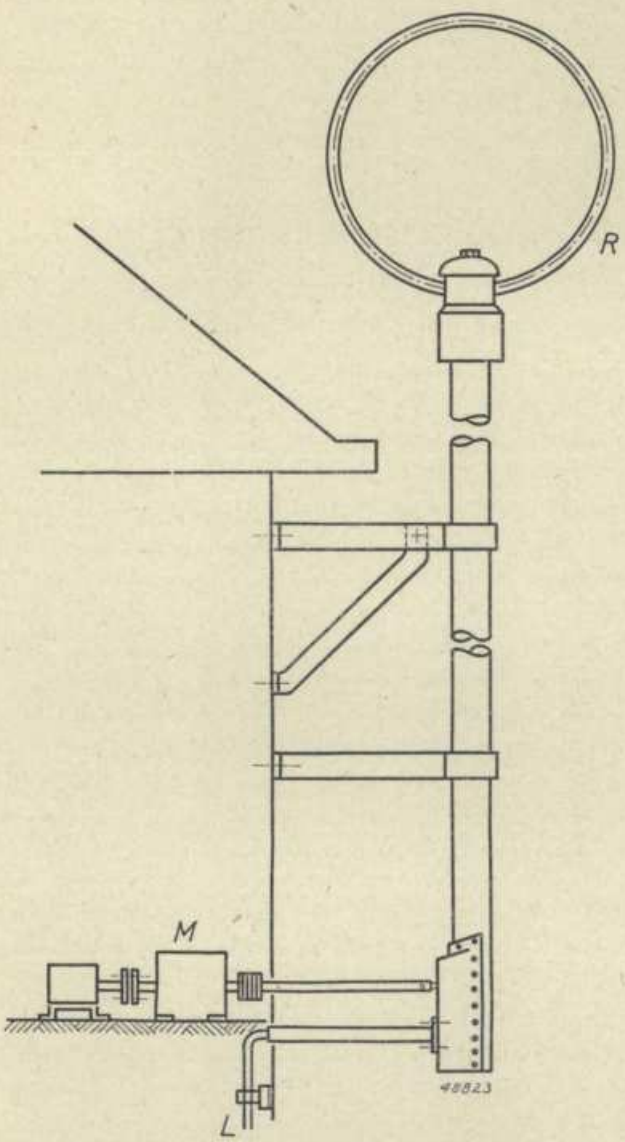

Fig. 9. Montage van de raamantenne op een gebouw. R = = raamantenne (één winding van koperen buis; diameter ruim 1 m). M = motor voor draaiing van het raam. L = = leiding voor verbinding met het ontvangtoestel.

winding, en de primaire spoel van de transformator T (fig. 8) is met haar midden aan aarde gelegd. Deze transformator is noodig om de in de raamantenne opgewekte spanning op te transformeeren en aldus een aanpassing tot stand te brengen tusschen de zelfinductie van het raam (die wegens de ééne winding naar verhouding zeer laag is) en de capaciteit van de gebruikelijke afstemcondensator. De koppeling der spoelen van deze transformator moet zeer vast zijn. Om deze reden is dan ook gebruik gemaakt van een ferromagnetische kern; als materiaal hiervoor is „Ferroxcube" [7]) zeer geschikt.

Wat de opstelling van de raamantenne betreft, moet worden opgemerkt dat men haar liefst op eenige afstand van het ontvangtoestel moet plaatsen. Dit laatste is immers aangesloten op het electriciteitsnet, dat vaak allerlei locale storingen overbrengt [8]). De condensator waarmee men de raamkring afstemt, wil men echter gaarne in het ontvangtoestel laten, om het gemak van een eenknopsafstemming te behouden. Dit brengt echter mee dat men een leiding moet aanbrengen om het raam met het toestel te verbinden.

Deze leiding dient een bijzonder lage weerstand te hebben. Immers, wegens de zeer vaste koppeling van de transformator treedt deze weerstand, vermenigvuldigd met het kwadraat van de transformatieverhouding, als verliesweerstand in de afstemkring op. In de tweede plaats moet men van haar verlangen dat zij zich met haar verdeelde zelfinductie en capaciteit, tezamen met het raam, in het geheele in aanmerking komende frequentiegebied bij benadering als een spoel met een constante zelfinductie en een constante eigen capaciteit gedraagt. Zij maakt namelijk deel uit van de eerste hoogfrequentkring, welke men, terwille van de eenknopsafstemming, met behulp van één meervoudige draaicondensator gelijk afgestemd met de andere hoogfrequentkringen wil houden. Hiertoe moet de getransformeerde zelfinductie van het raam en van de leiding, onder inachtneming van de eindige zelfinductie en de spreiding van de transformator, gelijk aan de zelfinductie in de volgende hoogfrequentkringen zijn. In de derde plaats dient de zelfinductie van de leiding klein te zijn ten opzichte van die van de raamantenne, opdat de in deze laatste opgewekte spanning met weinig verzwakking aan de transformator wordt toegevoerd.

Voor deze deels tegenstrijdige eischen is een bevredigende oplossing gevonden, ten eerste door de lengte van de leiding zóó vast te stellen dat eenerzijds de raamantenne voldoende aan de storingen uit het net is onttrokken, anderzijds de langste eigen golf van de leiding, tezamen met het raam, in voldoende mate kleiner is dan de kortste te ontvangen golf (i.c. 200 m); en voorts door bij deze als compromis gevonden lengte de zelfinductie van de leiding zoo te kiezen dat deze slechts een gedeelte van de zelfinductie der raamantenne uitmaakt. Op grond van deze overwegingen werd een lengte van

[7]) Philips techn. T. **8**, 353, 1946.
[8]) Philips techn. T. **3**, 239, 1938 en **6**, 307, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

12 m gekozen; de leiding zelf bestaat uit twee parallel loopende koperen banden van 25 mm breedte, op 5 mm afstand van elkaar en hoofdzakelijk door lucht gescheiden. De verliezen blijken daarbij voldoende klein te zijn; de zelfinductie is ca 1/3 van die der raamantenne. Boven een concentrische leiding heeft de gekozen vorm het voordeel dat zij symmetrisch ten opzichte van de omgeving is en derhalve geen antenne-effect vertoont.

Meerpuntsontvangst

Begin 1940 werd te Rotterdam een installatie geplaatst volgens het principe van fig. 1, waarbij echter nog geen gebruik werd gemaakt van raamantennes. Wat de vermindering van het sluiereffect betreft, waren de resultaten zeer bevredigend. Door de oorlogsomstandigheden is de ontwikkeling dezer ontvangmethode tijdelijk opgehouden. Te verwachten is evenwel dat in de naaste toekomst de belangstelling er voor zal toenemen, te meer nu dank zij de ontwikkeling der gerichte ontvangst door de combinatie van deze beide systemen de voornaamste storingsbronnen met succes kunnen worden bestreden.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1694: Balth. van der Pol: Merkwaardige eigenschappen van geheele getallen (Natuurkunkundige voordrachten, Diligentia, band 23, van Stockum, den Haag 1946).

Deze voordracht behandelt eenige merkwaardige eigenschappen van de geheele getallen: priemgetallen, vermoeden van Goldbach, complexe priemgetallen, volkomen getallen, aantal priemgetallen in een gegeven interval, getal van Skewes.

1695: P. J. Bouma: Colour equations (Physica **12**, 189-194, 1946).

In de colorimetrie worden twee soorten vergelijkingen gebruikt: algebraïsche vergelijkingen en kleurenvergelijkingen. Het verschil tusschen beide soorten vergelijkingen wordt uiteengezet en voor de kleurenvergelijkingen een speciaal symbool (←→) ingevoerd om het gevaar van verwarring van de beide types te vermijden. Dit gevaar wordt toegelicht aan de hand van een uitgewerkt voorbeeld, waarbij hetzelfde probleem wordt opgelost zonder en met gebruikmaking van kleurenvergelijkingen.

1696: J. F. H. Custers en J. C. Riemersma: The texture of straight-rolled and crossrolled molybdenum (Physica **12**, 195-208, 1946).

Met behulp van poolfiguren worden de texturen van in één richting gewalst en overkruis gewalst molybdenium bepaald. Hierbij blijkt, dat vroegere auteurs deze texturen te eenvoudig beschreven hebben: zij zijn minstens tweevoudig.

Bijvoorbeeld wordt, na het overkruis walsen, behalve de zg. (100) [110] textuur, waarbij het (100)-vlak (kubusvlak) parallel aan het walsvlak en de [110]-richting (zijvlakdiagonaal) parallel aan de walsrichting staat, een tweede textuur geconstateerd, welke rotatie-symmetrie bezit ten opzichte van de normaal op het walsvlak en die een (111) vlak heeft evenwijdig aan dit vlak (ruimtediagonaal loodrecht op het invalsvlak).

De textuur van in één richting gewalst molybdenium blijkt goed overeen te stemmen met de door Kurdjumow en Sachs bepaalde structuur van in één richting gewalst ijzer; de textuur van overkruis gewalst ijzer is niet bekend.

1697: N. G. de Bruyn: A combinatorial problem (Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. Amsterdam **49**, 758-764, 1946).

Een P_n-cyclus wordt gedefinieerd als een geordende cyclus van 2^n cijfers 0 of 1 (dwz. een reeks van zulke cijfers, geplaatst langs een cirkelomtrek), zoodanig dat de 2^n stellen van n opeenvolgende cijfers van die cyclus alle verschillend zijn (zoodat dus iedere geordende combinatie van n cijfers 0 of 1, waarvan er juist 2^n verschillende bestaan, precies éénmaal in die cyclus voorkomt).

Deze P_n's blijken van belang te zijn in verband met een practisch telecommunicatie-probleem. Posthumus heeft het vermoeden uitgesproken, dat het aantal P_n's gelijk is aan 2 tot de macht $2^{n-1}-n$. In dit artikel wordt bewezen, dat dit vermoeden juist is, aan de hand van een theorema betreffende een speciaal soort netwerken. Ook een andere toepassing van het theorema wordt genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!